

NS
Phy

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Sakina ACHEK-YOUCEF

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA

RÉACTION ^{234}U (n,f).

Soutenue le 18 Décembre 1975, devant la commission d'examen

M. P. MENNRATH

Président

M. N. CĂRJAN

M. G.N. SIMONOFF

M. L. MARQUEZ

M. B. LEROUX

Examineurs

1975

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE BORDEAUX I

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

ACH 25/75

Sakina ACHEK-YOUCER

ACH/90

"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA REACTION $^{234}\text{U}(n, f)$ "

Soutenu le 18 Décembre 1975 devant la commission d'examen

Président :

M. P. MENNRATH, Professeur

M. N. CÂRJAN , Chercheur Physicien à
l'Institut de Physique Nucléaire de
l'Université de Darmstadt

Examineurs

M. G.N. SIMONOFF , Professeur

M. L. MARQUEZ , Maître de Recherche

M. B. LEROUX , Maître de Conférences.



Ce travail a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan dans le cadre de la coopération Franco-Algérienne.

J'exprime ma gratitude la plus vive, à Monsieur LEROUX, Maître de Conférences qui m'a accueilli dans son groupe de Recherches et m'a proposé ce travail. Depuis lors, je n'ai cessé de profiter de son enseignement et de son expérience.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur MENNRATH, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et pour avoir bien voulu accepter de présider la Commission d'examen.

Monsieur le Professeur G.N. SIMONOFF, Monsieur N. CARJAN Chercheur à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Darmstadt, Monsieur L. MARQUEZ, Maître de Recherche au C.N.R.S., ont bien voulu s'intéresser à ce travail et faire partie de la Commission d'examen. Je les en remercie vivement.

Je remercie également les membres responsables de la coopération Franco-Algérienne, et plus particulièrement Monsieur BERERHI, Recteur de l'Université de Constantine, grâce à qui j'ai pu bénéficier d'une bourse de thèse.

Parmi les membres du groupe dont la présence m'a été aussi utile qu'agréable, mes remerciements les plus chaleureux vont à Monsieur G. BARREAU en témoignage de la collaboration et du soutien remarquablement efficace qu'il m'a sans cesse prodigués, à Monsieur A. SICRE qui m'a fait profiter de ses patients conseils, à Mademoiselle CAÏTUCOLI et à Monsieur DOAN pour leur amical soutien.

Je n'oublie pas Madame FRAIGNEAU dont le support technique et amical est essentiel, ainsi que Monsieur AUDOUARD sans qui l'installation et le bon fonctionnement du dispositif expérimental auraient été impossibles.

Grâce à Mademoiselle CARIN, Mademoiselle GARRABOS, Madame MARTINEZ, Monsieur BRUT, la présentation de ce travail a pu être réalisée avec beaucoup d'efficacité et de gentillesse. Je les remercie sincèrement.

Enfin, je tiens à remercier, également, tous les membres des Laboratoires pour la sympathie et l'amitié qu'ils n'ont cessé de me témoigner.

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I	
I - Modèles utilisés dans le domaine de la fission	4
A) Modèle de la goutte liquide	
<u>1/</u> Description du modèle	
<u>2/</u> Insuffisances du modèle de la goutte liquide	
a) Distribution en masse des produits de fission	
b) Isomères de forme	
c) Structures intermédiaires	
d) Résonances de vibration	
e) Forme du noyau dans son état fondamental	
B) Méthode de Strutinsky	
<u>1/</u> Modèles microscopiques	
<u>2/</u> Modèle macroscopique-microscopique : Méthode de Strutinsky	
a) correction de couches	
b) correction d'appariement	
II - Détermination expérimentale des barrières de fission	14
A) Définition de la barrière de fission	
B) Paramétrisation de la forme de la barrière de fission	
C) Méthodes expérimentales fournissant des informations sur les barrières de fission	
<u>1/</u> Période de fission spontanée	
<u>2/</u> Structures intermédiaires	
<u>3/</u> Isomères de forme	
<u>4/</u> Probabilités de fission	
<u>5/</u> Résonances de vibration	
CHAPITRE II - Techniques expérimentales - Présentation des résultats	24
I - Production de neutrons	
A) Choix de la réaction	
B) Caractéristiques de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	
C) Présentation des cibles	
D) Présentation et calibration du faisceau de protons	
<u>1/</u> Mise en forme du faisceau de protons	
<u>2/</u> Calibration en énergie du faisceau de protons	
E) Dispersion en énergie des neutrons	

II - Le détecteur des fragments de fission

32

A) Problèmes posés par la détection des fragments de fission

- 1/ Faible parcours des fragments dans la matière
- 2/ Présence de la radioactivité alpha

B) Présentation des différents détecteurs

- 1/ Chambre d'ionisation
- 2/ Détecteurs solides
- 3/ Détecteur à scintillation

C) Conception et mise au point d'un dispositif à scintillation gazeuse

- 1/ Principe de fonctionnement
- 2/ Choix du gaz
- 3/ Description de l'enceinte de détection
- 4/ Appareillage électronique
- 5/ Mise au point en laboratoire du détecteur

- a) influence de la pression de remplissage sur la réponse en amplitude
- b) influence de la pression de remplissage sur la résolution en temps.

III - Mesure de la fonction d'excitation de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$

44

A) Travaux antérieurs

B) Principe de la mesure

C) Description de la mesure

- 1/ Dispositif expérimental
- 2/ Caractéristiques des cibles
- 3/ Appareillage électronique et mise en oeuvre
- 4/ Acquisition et traitement des données

IV - Résultats expérimentaux

48

CHAPITRE III - Analyse des résultats expérimentaux

51

I - Modèle utilisé pour décrire le mécanisme de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$

A) Calcul de la section efficace de formation du noyau composé

B) Désexcitation du noyau composé

- 1/ Désexcitation par émission gamma
- 2/ Désexcitation par émission de neutron
- 3/ Désexcitation par fission

3/ D'excitation par fission

- a) définition des états de classe I et des états de classe II
- b) hypothèses du damping complet
- c) méthode de Britt
- d) méthode de Jagäre
- e) autre dérivation
- f) densités de niveaux.

II - Analyse de l'allure générale de la fonction d'excitation

CONCLUSION

82.

- INTRODUCTION -

La fission nucléaire a été découverte en 1938 par HAHN et STRASSMANN ¹⁾.

Ce phénomène a été expliqué dans ses grandes lignes par BOHR et WHEELER ²⁾ d'une part, et par FRENKEL ³⁾ d'autre part en 1939, et il a donné lieu par la suite à de très nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux.

Une première idée du processus de fission nous a été donnée par BOHR et WHEELER ²⁾ qui assimilent le noyau fissionnant à une goutte liquide incompressible et uniformément chargée, dont les forces d'éclatement d'origine coulombienne s'exerçant sur les différents protons contenus dans le noyau sont contrebalancées par une tension de surface qui rend compte des forces attractives entre nucléons.

Dans le cadre de ce modèle, le comportement du noyau dépend essentiellement de la compétition entre l'énergie coulombienne et l'énergie de surface.

Dans le cas des noyaux relativement légers, tout apport d'énergie va se traduire sous la forme d'oscillations de la goutte liquide autour de la configuration sphérique. Toutefois, l'amplitude de ces oscillations reste limitée car l'énergie de surface l'emporte sur l'énergie coulombienne.

Dans le cas des actinides, par contre, cette remarque n'est vraie que pour de faibles déformations ; si le noyau atteint une élongation supérieure à l'élongation critique correspondant au point selle, les forces coulombiennes l'emportent sur les forces de cohésion et le noyau est conduit irréversiblement vers la séparation en deux fragments ; cette séparation se produit au point de scission.

Si le modèle de la goutte liquide a permis d'expliquer les principales caractéristiques du processus de fission, il ne permet cependant pas d'expliquer certains résultats expérimentaux :

- **Isomères de forme.**
- **Structures intermédiaires observées dans les sections efficaces de fission.**
- **Résonances de vibration observées près du seuil de fission.**
- **Distribution en masse asymétrique des fragments de fission.**

Ces divergences ont suscité de nombreux travaux théoriques destinés à remplacer ou à améliorer le modèle de la goutte liquide. C'est ainsi qu'un modèle macroscopique-microscopique a été développé par V. M. STRUTINSKY ⁴⁾ en 1966 ; ce modèle a permis d'expliquer la plupart des résultats expérimentaux.

En effet, ce modèle permet de décrire simultanément la valeur moyenne de l'énergie potentielle (par l'intermédiaire du modèle de la goutte liquide) ainsi que les fluctuations locales de cette énergie potentielle (par l'intermédiaire du modèle en couches).

Dans le cadre de ce modèle, la barrière de fission présente deux maxima encadrant un second puits de potentiel, possédant des états quasi-liés très déformés dont l'existence fournit une explication satisfaisante aux données expérimentales précédentes.

Ce modèle prédit également l'existence d'un flot de stabilité ayant un nombre de protons au voisinage de $Z = 114$ et un nombre de neutrons au voisinage de $N = 184$, dont la stabilité serait assurée par un effet de couches très important associé à la configuration sphérique.

De nombreux travaux théoriques ont été effectués à l'aide de ce modèle. L'un des meilleurs moyens que l'on puisse utiliser pour tester la validité de ce modèle consiste à comparer les barrières de fission qu'il prévoit aux barrières de fission déterminées expérimentalement.

Comme la fission est l'un des seuls mécanismes au cours desquels le noyau prend des déformations très importantes, son étude est d'autre part un excellent moyen d'investigation des caractéristiques des noyaux très déformés.

Au cours de ce travail, nous avons étudié la fission du noyau Uranium-235 par l'intermédiaire de la réaction $^{235}\text{U}(n, f)$ dont la fonction d'excitation a été mesurée de 200 keV à 1 MeV avec une résolution en énergie globale de 5 keV.

Les neutrons incidents sont produits auprès du Van de Graaff de 4 MV du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan par l'intermédiaire de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Les fragments de fission sont détectés à l'aide d'un scintillateur gazeux que nous avons développé pour cette expérience et dont l'efficacité est de 85% .

L'allure générale de cette fonction d'excitation est en bon accord avec les résultats publiés antérieurement et l'excellente résolution en énergie utilisée (≈ 5 keV) nous a permis de mettre en évidence un grand nombre de sous-structures.

Cette fonction d'excitation a été analysée à l'aide d'un modèle statistique⁵⁻⁶⁾ tenant compte de la compétition entre les différentes voies de sortie : émission de neutrons, émission de rayonnements gamma, fission du noyau.

Cette analyse nous a permis d'extraire les hauteurs et les courbures de la barrière de fission du noyau ${}^{235}\text{U}$.

La première partie de ce travail sera consacrée à la présentation des différents modèles utilisés dans le domaine de la fission ainsi qu'à la présentation des différentes méthodes expérimentales susceptibles de fournir des informations sur les barrières de fission.

L'étude et la réalisation du détecteur des fragments de fission (scintillateur gazeux) feront l'objet de la deuxième partie dans laquelle nous présenterons également nos résultats expérimentaux.

La troisième partie sera consacrée à l'analyse des résultats expérimentaux et à la détermination des paramètres de la barrière de fission de l'Uranium-235.

- PREMIER CHAPITRE -

I - MODELES UTILISES DANS LE DOMAINE DE LA FISSION -

Le modèle que nous utiliserons pour interpréter notre fonction d'excitation suppose l'existence d'une barrière de fission à deux maxima séparés par un puits intermédiaire.

Il nous a donc semblé intéressant de présenter brièvement l'évolution des caractéristiques des barrières de fission à travers les différents modèles⁷⁻¹⁰⁾ décrivant le mécanisme de fission et exposés dans de nombreux articles de revues.

A) MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE -

1/ Description du modèle

Le premier modèle introduit pour décrire le processus de fission a été le modèle de la goutte liquide.

Ce modèle propose donc de remplacer l'hamiltonien réel du noyau par l'hamiltonien d'une goutte liquide incompressible, uniformément chargée s'exprimant sous la forme :

$$H = V(\alpha) + T(\dot{\alpha})$$

où $V(\alpha)$ représente l'énergie potentielle d'un noyau dépendant d'un certain nombre de paramètres α caractérisant la forme du noyau

$T(\dot{\alpha})$ représente l'énergie cinétique collective provenant des variations au cours du temps de la forme du noyau ($\dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt}$).

Les études faites à l'aide de ce modèle concernent essentiellement l'aspect statique du mécanisme de fission.

L'énergie potentielle $V(\alpha)$ est déduite directement de la formule de masse semi-empirique introduite tout d'abord par BETHE et WEIZACKER¹¹⁾ et améliorée par la suite par MYERS et SWIATECKI¹²⁾ :

$$M(N, Z, \alpha) = M_n N + M_p Z - B(N, Z, \alpha).$$

Dans l'expression $B(N, Z, \alpha)$, seules l'énergie de surface et l'énergie coulombienne dépendent de la forme du noyau.

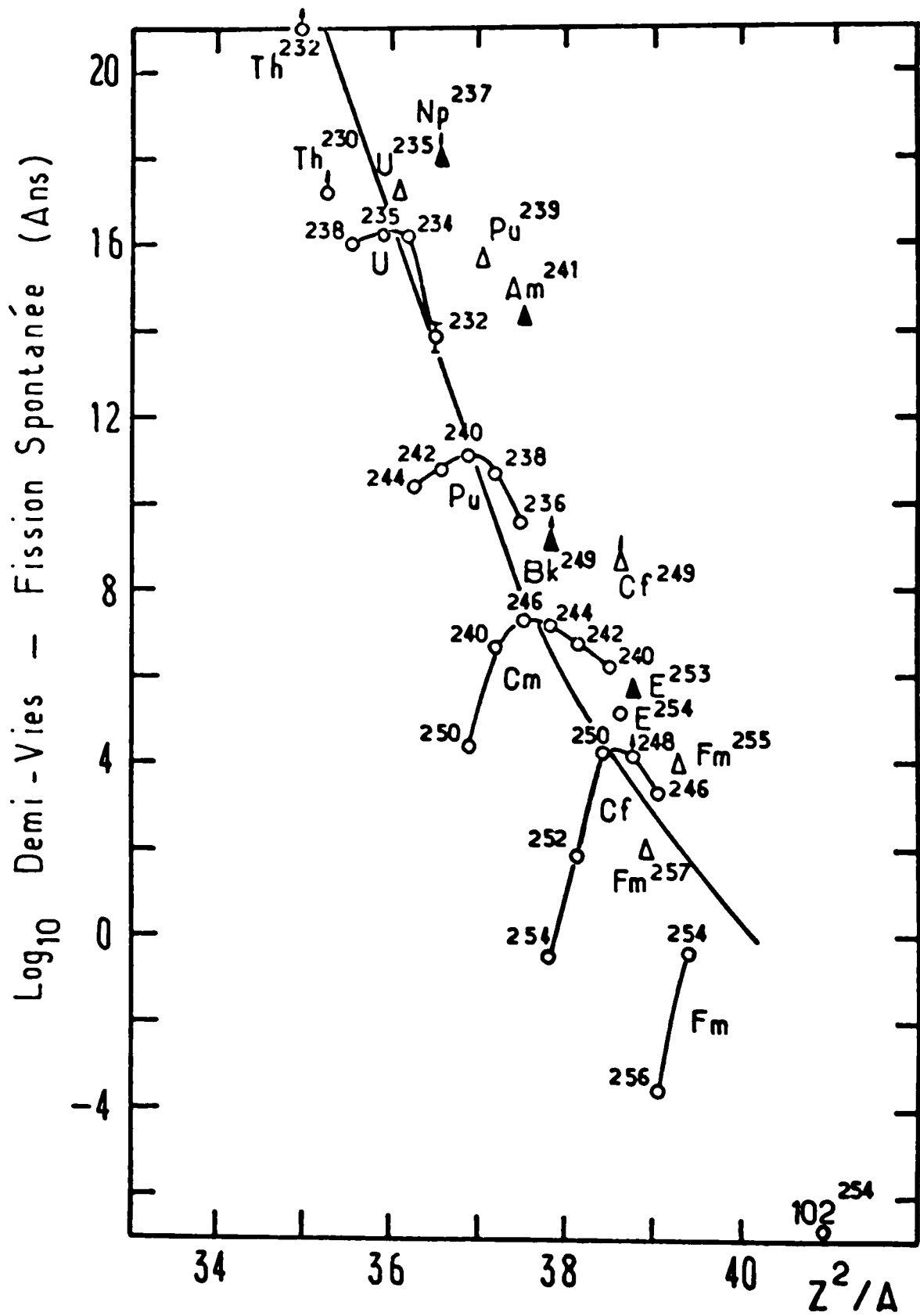


Fig. I. 1 Période de fission spontanée en fonction de Z^2/A .

L'énergie potentielle s'écrira sous la forme :

$$V(\alpha) = V_0 + \Delta V(\alpha)$$

où $\Delta V(\alpha) = \Delta V_c(\alpha) + \Delta V_s(\alpha)$

et où V_0 est l'énergie potentielle du noyau sphérique

$\Delta V_c(\alpha)$ et $\Delta V_s(\alpha)$ représentent respectivement la variation du terme coulombien et du terme de surface en fonction de la forme du noyau.

L'énergie potentielle $V(\alpha)$ est souvent exprimée en fonction du paramètre de fissionnabilité :

$$x = \frac{V_c(o)}{2 E_s(o)} \approx \frac{Z^2/A}{50.13}$$

où $V_c(o)$ et $E_s(o)$ caractérisent l'énergie coulombienne et l'énergie de surface du noyau supposé sphérique.

La valeur de x , calculée pour plusieurs noyaux lourds, caractérise la facilité avec laquelle le noyau peut subir la fission comme l'illustre la figure I.1 sur laquelle nous avons porté la période de fission spontanée de plusieurs noyaux lourds en fonction de Z^2/A . La courbe montre une décroissance régulière des points lorsque x augmente avec une dispersion autour de la valeur moyenne due aux imperfections de ce modèle.

La forme du noyau a été caractérisée par différents groupes de paramètres. La méthode utilisée par COHEN et SWIATECKI¹³⁾ consiste, par exemple, à développer la surface du noyau sur la base des harmoniques sphériques :

$$R(\theta, \varphi) = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_{l,m} \alpha_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \right]$$

où R_0 est le rayon de la goutte sphérique, λ un paramètre tel que le volume du noyau reste constant et $R(\theta, \varphi)$ le rayon de la surface du noyau.

La variation de l'énergie potentielle d'un actinide pour différents types de déformation, calculée à l'aide du modèle de la goutte liquide, permet d'obtenir un puits correspondant à une forme sphérique du noyau, entouré de toutes parts de hauteurs dont les sommets sont échancrés par des cols qui conduisent à un certain nombre de vallées très profondes associées à différents mécanismes (vallée de la fission binaire, vallée de la fission ternaire, vallée de la fusion). Figure I.2.

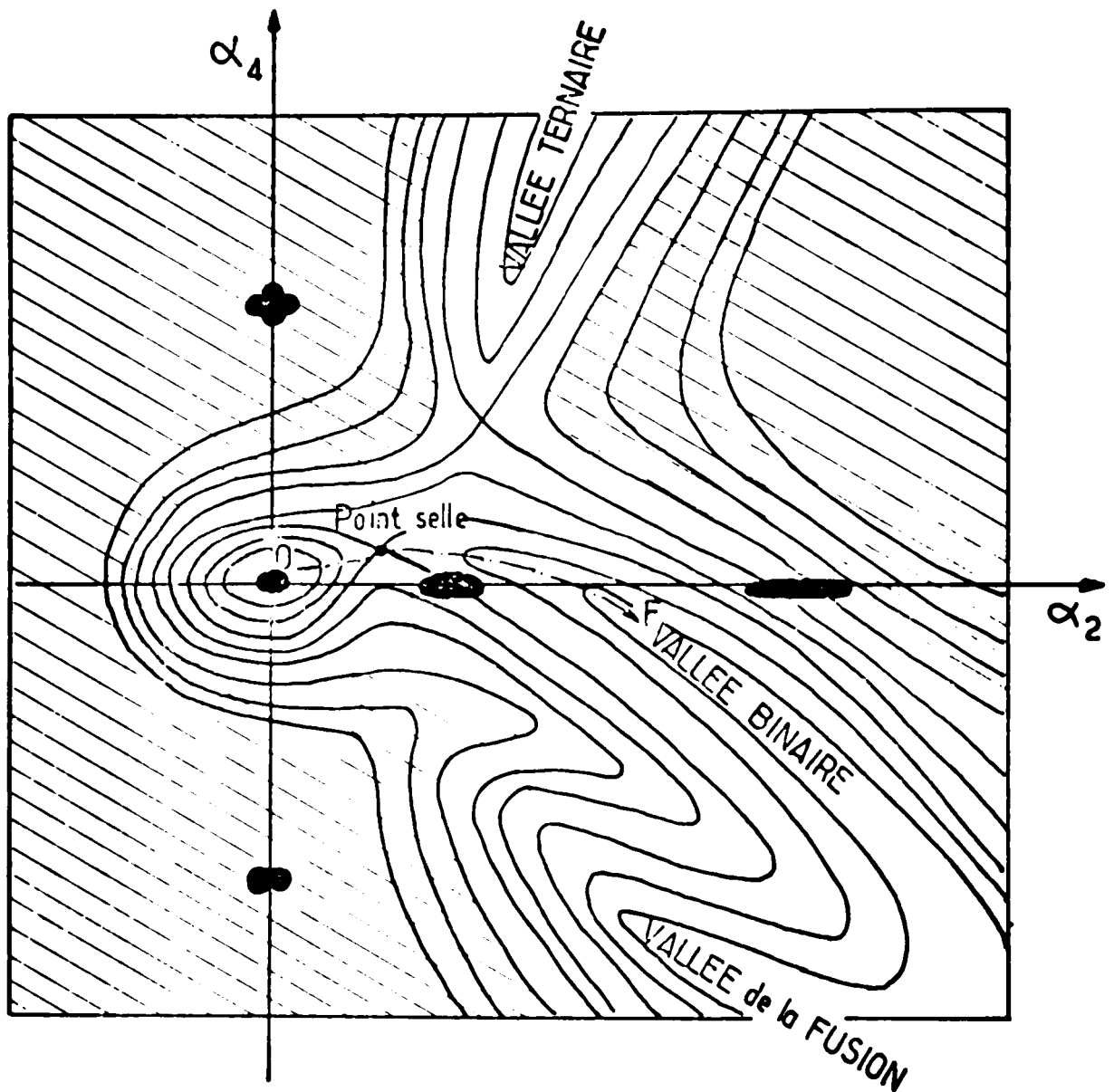
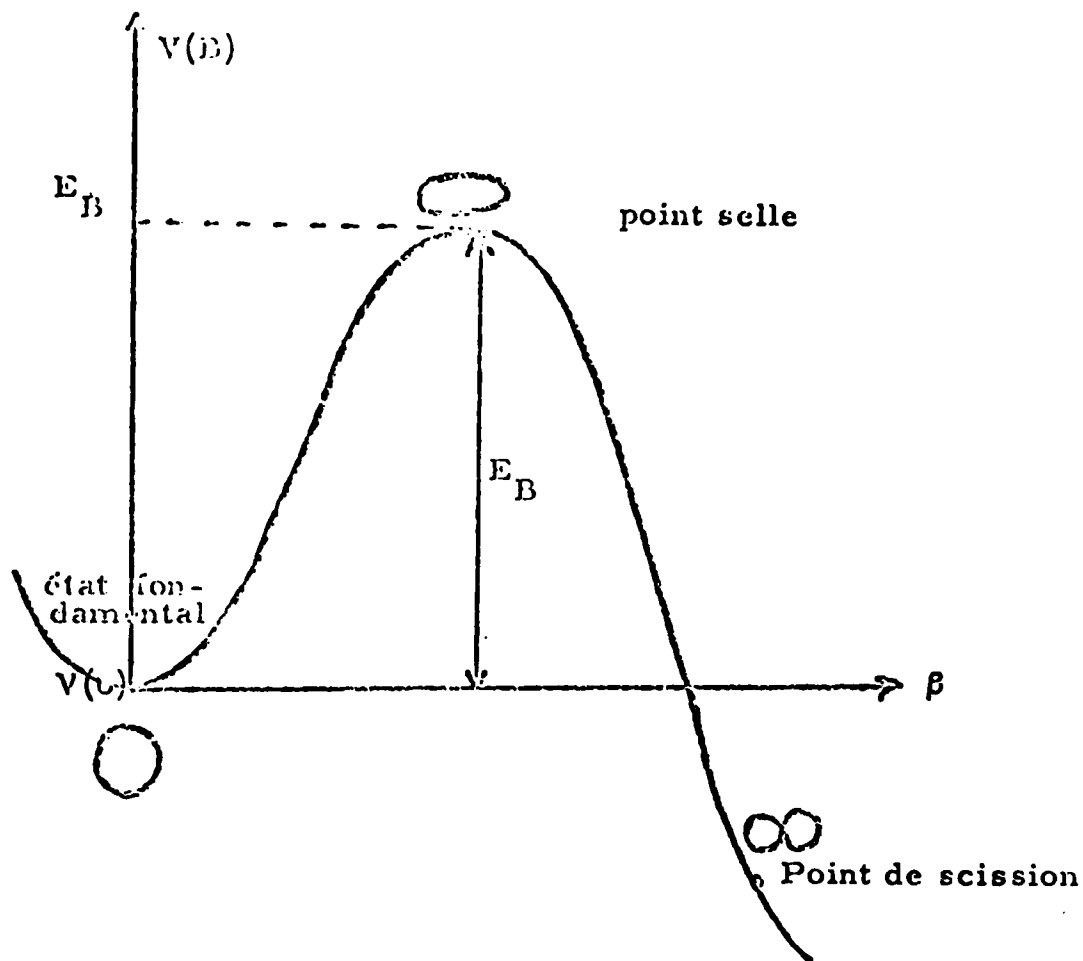


Fig. 1. 2 Surface potentielle selon le modèle de la goutte liquide.

Considérons la fission binaire qui est le mode de fission le plus favorable ; si l'on suppose que le noyau prend le chemin le plus favorable au point de vue énergétique, il va suivre le trajet OF, le long duquel son énergie potentielle $V(\beta)$ va être représentée par la courbe de la figure I.2, où β représente la distance parcourue le long du trajet OF.

Pour fissionner, un noyau sensiblement sphérique devra franchir la barrière potentielle $V(\beta)$ appelée barrière de fission ; dès que le noyau a atteint une élongation correspondant au maximum de la barrière (ce point est le point selle), il sera conduit inexorablement vers la fission.

Comme nous pouvons le constater sur la figure I.3 ci-dessous représentée :



le modèle de la goutte liquide permet d'interpréter correctement, en moyenne, la hauteur des barrières de fission.

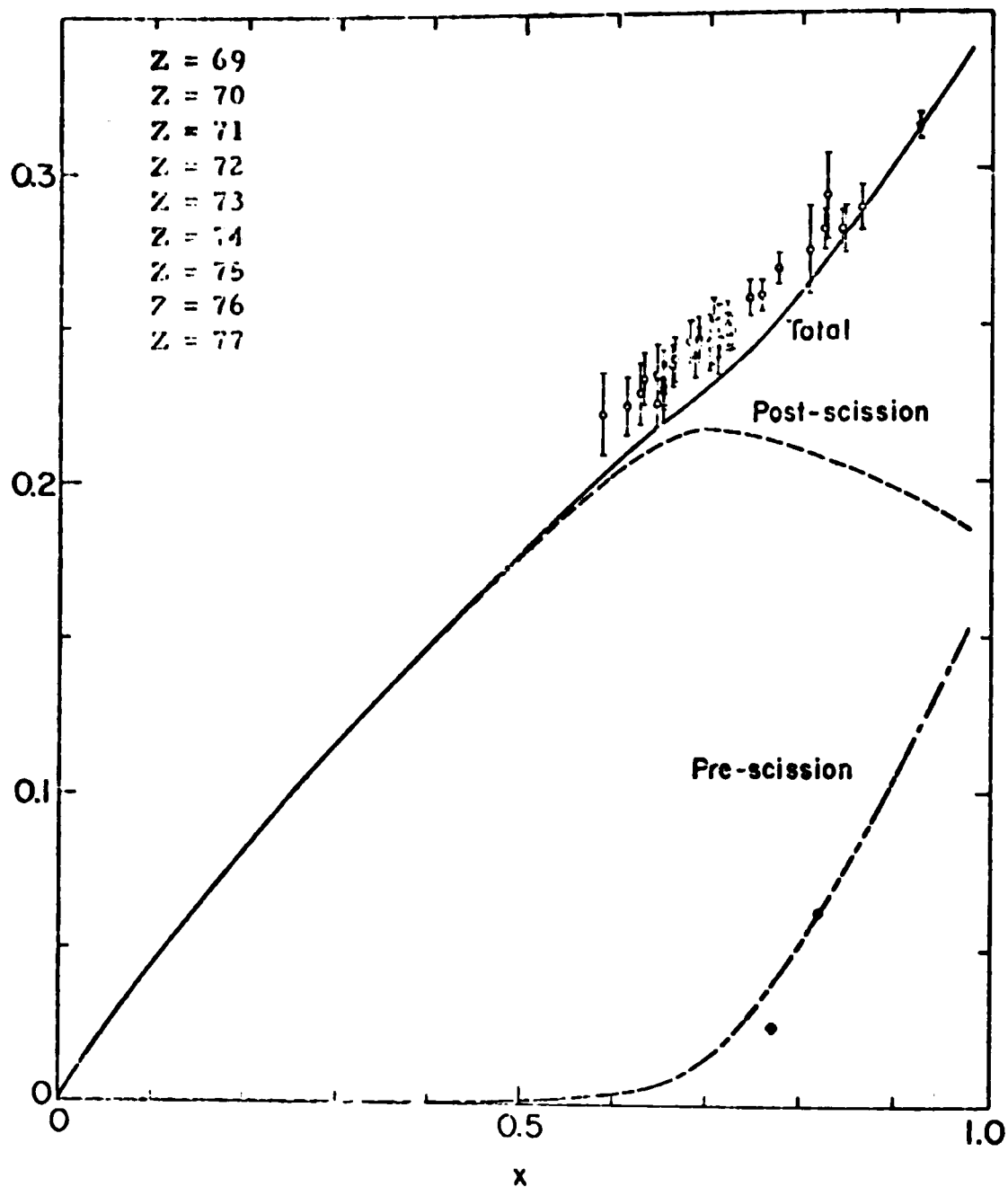


Fig. I. 4 - Comparaison des valeurs calculées et expérimentales de l'énergie cinétique de translation des fragments de fission en fonction du paramètre de fissibilité x .

Notons que selon ce modèle, le noyau conservera plusieurs propriétés de symétrie. Le seul calcul dynamique a été effectué par J. R. NIX¹⁴⁾ dans le cadre de ce modèle en supposant, en outre, que la matière nucléaire se comporte comme un fluide irrotationnel et que le noyau se déforme d'une manière adiabatique.

Comme le montre la figure I.4 les énergies cinétiques finales des fragments de fission mesurées expérimentalement et les énergies calculées par J. R. NIX à l'aide du modèle de la goutte liquide sont en assez bon accord.

2/ Insuffisances du modèle de la goutte liquide :

Comme nous venons de le voir, le modèle de la goutte liquide permet d'interpréter en moyenne la valeur des seuils de fission mesurés expérimentalement ainsi que les périodes de fission spontanée et les énergies libérées dans la fission ; mais, comme il s'agit d'un modèle purement macroscopique, il ne permet pas d'obtenir une information précise concernant un noyau particulier.

En outre, certains faits expérimentaux ne sont pas du tout expliqués par ce modèle :

a) Distribution en masse des produits de fission :

Le modèle de la goutte liquide prédit qu'un noyau fissionne de préférence en donnant naissance à deux fragments de taille voisine (cette prédiction est liée aux propriétés de symétrie du point selle).

Or nous constatons expérimentalement que la fission à basse énergie des noyaux compris entre le Radium et le Fermium présente une distribution en masse des fragments fortement asymétriques, ainsi que le montre la figure ci-contre.

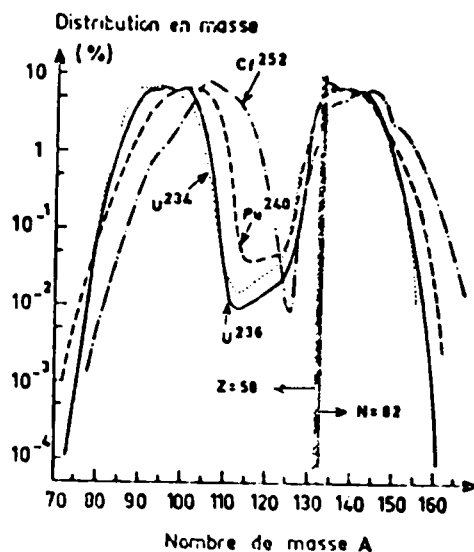


Fig. I.5 Distribution en masses des produits de fission.

Nous remarquons d'autre part, que cette distribution en masse présente un maximum lorsque le fragment lourd est proche des couches fermées $Z = 50$, $N = 82$; ce qui laisse supposer que cette asymétrie de masse est liée à un effet de couches.

b) Isomères de forme :

Actuellement, plus de trente isomères de forme de noyaux lourds ont été mis en évidence, pour des Z comprises entre 92 et 97 avec une énergie d'excitation de l'ordre de 3 MeV. Leur temps de vie varie d'une fraction de nanoseconde pour un des états isomériques du ^{238}Pu à une dizaine de millisecondes pour l' ^{242}Am ; leur probabilité de fission est très supérieure à celle de l'état fondamental.

c) Structures intermédiaires :

Grâce aux méthodes de temps de vol, les sections efficaces de réaction (n, f) peuvent être mesurées avec une excellente résolution en énergie dans le domaine des neutrons de résonance; ce qui permet d'observer les résonances individuelles du noyau composé formé. Pour certains actinides, notamment pour le ^{238}Np , ces résonances sont très fortement modulées par des structures intermédiaires. C'est ainsi que des structures ont été observées dans les sections efficaces de réaction (n, f) de quelques actinides pour des énergies de neutrons très faibles (neutrons de résonance).

Figure I.6

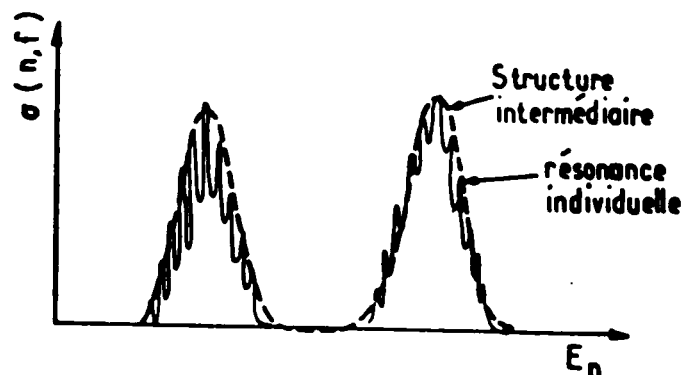


Fig. I. 6 - Exemple de structures intermédiaires dans les sections efficaces de fission.

d) Résonances de vibration :

Pour certains noyaux, la section efficace de réaction (n, f) présente sous le seuil classique de fission une ou plusieurs résonances plus ou moins larges (quelques keV à une centaine de keV).

Des résonances de ce type ont été également observées dans les probabilités de fission mesurées par réaction directe (Fig. I. 7).

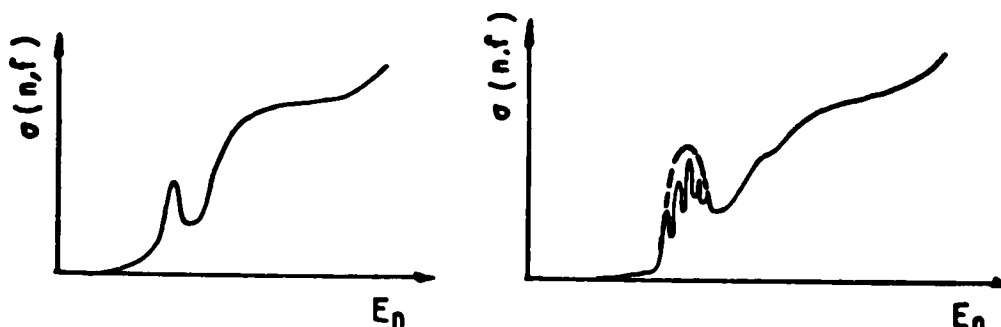


Fig. I. 7

Résonances de vibration dans le seuil de fission.

e) Forme du noyau dans son état fondamental :

Le modèle de la goutte liquide prévoit également que le noyau doit être sphérique dans son état fondamental, or, les actinides sont très déformés puisqu'ils présentent des moments quadrupolaires électriques importants.

B) METHODE DE STRUTINSKY

Plusieurs années d'études ont permis de prendre conscience du fait que les divergences entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle de la goutte liquide sont associées aux effets de couches des nucléons individuels.

Le modèle de la goutte liquide étant un modèle purement macroscopique, ne peut en effet reproduire qu'en moyenne l'énergie potentielle du noyau ; nous pouvons nous demander quelle serait l'énergie potentielle prévue par un modèle microscopique.

1/ Modèles microscopiques

Plusieurs modèles microscopiques "self-consistent" ont été utilisés pour calculer l'énergie potentielle $V(\alpha)$. Il s'agit d'utiliser des forces nucléon-nucléon et de résoudre le problème à N corps en utilisant des approximations aussi convenables que possible.

- Les premiers calculs effectués avec des forces nucléon-nucléon réalistes et l'approximation HARTREE-FOCK ont fourni des énergies de liaison beaucoup trop faibles.
- Une autre approche dans laquelle le problème à N corps est toujours traité dans l'approximation HARTREE-FOCK, mais utilisant cette fois une interaction effective entre nucléons, a fourni des résultats beaucoup plus réalistes.

Les derniers résultats obtenus par FLOCARD, QUENTIN, VAUTHERIN et KERMANN¹⁵⁾ sont en effet très prometteurs : les barrières de fission obtenues sont encore trop élevées mais convergent rapidement vers les valeurs expérimentales.

En plus de ces modèles "self-consistent", il existe également des modèles microscopiques "non-self-consistent" comme le modèle en couches, qui consiste à remplacer les interactions nucléon-nucléon par un potentiel moyen agissant sur chacun des nucléons du noyau, considéré alors comme une particule indépendante.

Si ce modèle s'est avéré incapable de reproduire l'énergie potentielle moyenne du noyau, il reproduit par contre correctement les fluctuations locales de cette énergie potentielle ; ces fluctuations locales proviennent du fait que les états de particules indépendantes au lieu d'être régulièrement réparties comme le prévoit le modèle de gaz de Fermi, sont réparties en groupes séparés par des intervalles d'énergie importants, de telle sorte que des nucléons occupant des états appartenant à des groupes différents auront des énergies de liaison très différentes. (Fig. I. 8)

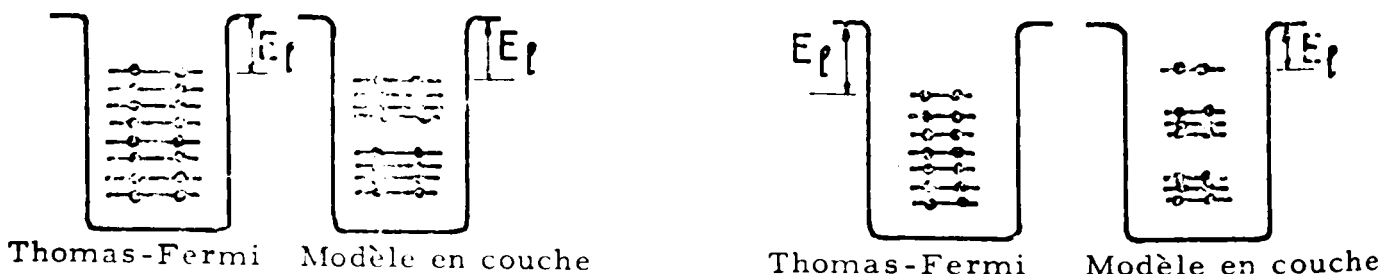


Fig. I. 8

BALIAN et BLOCH¹⁶⁾ ont montré que cette répartition en groupes des états de particules est due au fait que le noyau a des dimensions finies comparables aux longueurs d'ondes des nucléons qu'il contient ; les effets de couches qui résultent de l'existence de ces groupes peuvent donc se produire pour différentes déformations du noyau , comme nous pouvons le constater sur les diagrammes de NILSSON (Fig.I. 9) qui représentent les énergies des états de particules indépendantes en fonction de la déformation du noyau. Dans le cas des actinides, par exemple, des groupements de niveaux analogues à ceux qui se produisent par la configuration sphérique se reproduisent par l'ellipsoïde dont le rapport du grand axe au petit axe est voisin de 2 .

La répartition de ces groupes étant fonction de la déformation, ce modèle prévoit donc des fluctuations de l'énergie potentielle du noyau en fonction du nombre des nucléons et en fonction de la déformation du noyau.

L'énergie potentielle du noyau sera d'autant plus faible que le degré d'occupation de la dernière couche mise en jeu, est plus élevé.

2/ Modèle macroscopique-microscopique : Méthode de STRUTINSKY

Puisque le modèle de la goutte liquide permet de décrire correctement, en moyenne, l'énergie potentielle du noyau, et que le modèle en couches permet d'en décrire les fluctuations locales, il semble donc opportun d'effectuer la synthèse de ces deux modèles afin d'obtenir une meilleure description du noyau.

C'est précisément ce qui a été fait par STRUTINSKY en 1966 ; le modèle qui résulte de cette synthèse, et qui est un modèle macroscopique-microscopique, a eu un impact fondamental dans le domaine de la fission.

Sans entrer dans les détails, nous nous proposons de décrire brièvement la méthode proposée par STRUTINSKY.

La première étape consiste à choisir un ensemble de paramètres α permettant de décrire les différentes formes que pourra prendre le noyau au cours de son évolution vers la fission.

Il est ensuite possible de calculer l'énergie potentielle moyenne du noyau : $V_{GL}(\alpha)$, à partir du modèle de la goutte liquide, en utilisant une formule de masse aussi réaliste que possible.

Cette valeur moyenne est ensuite corrigée pour chaque déformation α afin de tenir compte des effets microscopiques (effets de couches) :

$$V(\alpha) = V_{GL}(\alpha) + \sum_{p, n} \left[\Delta V_c(\alpha) + \Delta V_p(\alpha) \right]$$

Dans cette expression, $\Delta V_c(\alpha)$ est la correction de couches et $\Delta V_p(\alpha)$ est la correction d'appariement.

Pour effectuer ces corrections, il est nécessaire de calculer pour chaque déformation du noyau, le spectre des états de particules indépendantes par la résolution de l'équation de SHRODINGER :

$$H_c \psi_n(r) = E_n \psi_n(r)$$

où H_c est l'hamiltonien du modèle en couches.

a) Correction de couches :

Pour un type de nucléons donné, la correction de couches $\Delta V_c(\alpha)$ s'écrit alors sous la forme :

$$\Delta V_c(\alpha) = \sum_{n=1}^N \xi_n - \sum_{n=1}^N \bar{\xi}_n$$

où N est le nombre de nucléons, ξ_n est l'énergie du $n^{\text{ième}}$ nucléon et $\bar{\xi}_n$ serait l'énergie moyenne du $n^{\text{ième}}$ nucléon, s'il n'y avait pas d'effets de couches.

Dans cette expression $\left[\sum_{i=1}^N \bar{\xi}_n \right]$ peut être remplacée par l'intégrale :

$$\int_{-\bar{E}_F}^{\bar{E}_F} \bar{\rho}(\epsilon) d\epsilon$$

- $\bar{\rho}(\epsilon)$ - est une densité d'états moyenne obtenue par lissage du spectre d'états de particule $\bar{\rho}(\epsilon) = \sum_{i=1}^N f(\epsilon - \epsilon_i)$, où f est la fonction de lissage qui permet d'obtenir une densité d'états continue dans laquelle les effets de couches sont complètement estompés.

- \bar{E}_F - est l'énergie de Fermi moyenne (c'est-à-dire en l'absence d'effets de couches) donnée par l'expression :

$$N = \int_{-\infty}^{\bar{E}_F} \bar{g}(\xi) d\xi .$$

La correction de couches $\Delta V_c(\alpha)$ dépend uniquement du degré de remplissage de la dernière couche ; elle est négative si cette dernière couche est presque remplie (la densité des états de particule au niveau de la mer de Fermi est alors plus faible qu'elle n'est en moyenne) et positive dans le cas contraire.

b) Correction d'appariement :

L'hamiltonien du modèle en couches n'est qu'une approximation de l'hamiltonien réel du noyau ; la principale interaction qui n'est pas prise en compte par ce modèle est l'interaction d'appariement, qui agit surtout sur les paires de nucléons placés sur la même orbite ; cette interaction tend à augmenter l'énergie de liaison de ces nucléons, donc à diminuer leur énergie propre ξ_i .

Dans l'expression proposée par STRUTINSKY, on peut rendre compte de l'énergie d'appariement en remplaçant les énergies ξ_i des états de particules par les énergies des quasi-particules correspondantes :

$$E_i = \sqrt{\xi_i^2 + \Delta(\xi_i)^2} - \Delta_0$$

où Δ_0 et $\Delta(\xi_i)$ sont respectivement les énergies d'appariement calculées à l'énergie de Fermi et à l'énergie ξ_i .

Leurs expressions peuvent être obtenues à partir du spectre des états de particules ξ_i dans le cadre de la théorie B.C.S.

Nous pouvons remarquer que la correction d'appariement, qui a toujours tendance à diminuer l'énergie potentielle du noyau sera d'autant plus grande que la densité des états de particules au voisinage de la mer de Fermi est plus grande.

Cette correction d'appariement varie donc sensiblement comme la correction de couches mais avec un signe opposé, la correction de couches restera toutefois prépondérante.

II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES BARRIERES DE FISSION -

A) DEFINITION DE LA BARRIERE DE FISSION -

La méthode de STRUTINSKY permet de corriger la surface potentielle donnée par le modèle de la goutte liquide pour tenir compte des effets de couches et des effets d'appariement.

Si nous considérons uniquement les déformations qui conservent les propriétés de symétrie prévues par le modèle de la goutte liquide, la surface énergie potentielle a, dans la région des actinides, la forme représentée sur la figure I. 10 .

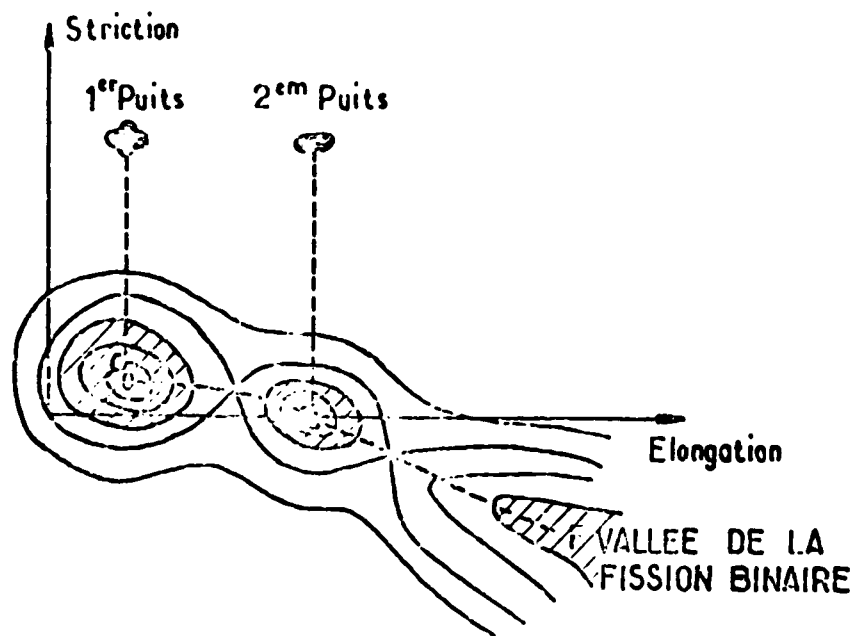


Fig. I. 10

- Cette surface présente un premier puits correspondant à une configuration légèrement déformée (puits de potentiel du noyau dans son état fondamental), et un second puits correspondant à une configuration très déformée ; ces deux puits sont connectés entre eux par un premier col tandis que le deuxième puits est connecté à la vallée de la fission binaire par un deuxième col.

- Si nous supposons que le noyau emprunte le chemin le plus favorable au point de vue énergét. que pour fissionner, il suivra le trajet OF le long duquel son énergie potentielle est représentée sur la figure I. 11 , sur laquelle

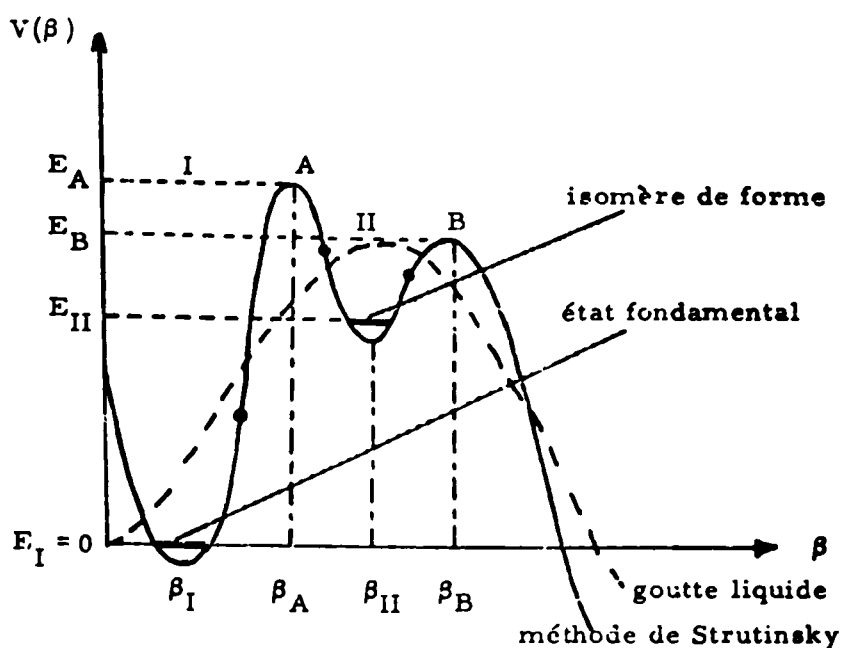


Fig. I. 11

nous avons également représenté en pointillés la barrière de fission prévue par le modèle de la goutte liquide.

Pour des déformations correspondant à $\beta = \beta_A, \beta_B$, l'énergie potentielle du noyau est supérieure aux prévisions du modèle de la goutte liquide, ce qui est dû au fait que la densité des états de particule au niveau de la mer de Fermi est plus grande qu'elle n'est en moyenne.

L'énergie potentielle du noyau est par contre inférieure à celle du modèle de la goutte liquide pour des déformations correspondant à $\beta = \beta_I, \beta_{II}$ où la densité des états de particule au voisinage de la mer de Fermi est plus faible qu'en moyenne.

Cette surface énergie potentielle nous amène à faire trois remarques :

1°) Dans son état fondamental, le noyau est déformé ; ce qui explique la raison pour laquelle les actinides présentent des moments quadrupolaires électriques importants.

2°) Le second point-selle est instable vis à vis des déformations asymétriques du radium au Fermium ; le véritable point-selle est donc plus bas, et il correspond à une configuration asymétrique du noyau (rupture de la symétrie par réflexion) ; ce qui permet d'expliquer au moins qualitativement l'asymétrie de la distribution en masse des fragments de fission de ces noyaux à basse énergie .

3°) Pour les actinides plus plus lourds, le premier point-selle est également instable vis à vis des déformations gamma ; ces noyaux présentent un premier point-selle qui se trouve plus bas et pour lesquels la symétrie axiale est rompue.

Le point le plus caractéristique concernant cette barrière de fission réside dans l'existence du second puits de potentiel.

Le meilleur argument expérimental en faveur de l'existence de ce second puits a été fourni par SPECHT et KONECKNY¹⁷⁾, qui ont mis en évidence, par la mesure des électrons de conversion émis en coïncidence avec des fragments de fission, dans le cas du ^{240}Pu , une bande de rotation dont la structure est caractéristique d'un moment d'inertie deux fois supérieur au moment d'inertie qui caractérise la bande de rotation construite sur l'état fondamental.

L'existence de ce second puits permet d'autre part d'expliquer :

- . l'existence des isomères de forme
(états fondamental et états métastables du deuxième puits)
- . les structures intermédiaires
(couplage des états composés du premier puits avec les états composés du second puits qui jouent le rôle d'états porte vers la fission)
- . les résonances de vibration
(états de vibration du type β quasi-stationnaires du deuxième puits).

B) PARAMETRISATION DE LA FORME DE LA BARRIERE DE FISSION -

Si nous voulons comparer la barrière de fission prévue par la théorie et la barrière de fission déterminée expérimentalement, il est nécessaire de caractériser cette barrière par un minimum de paramètres.

Comme la forme exacte de la barrière n'est pas connue, on a l'habitude de représenter cette barrière par une succession de paraboles jointives (Figure I. 12) qui permet de suivre assez bien sa forme réelle, tout en facilitant le calcul des coefficients de transmission à travers cette barrière.

Chacune des portions de parabole est caractérisée par la relation :

$$V(\beta) = V_i \pm \frac{\mu_i \omega_i^2}{2} (\beta - \beta_i)^2 \quad (i = I, A, II, B)$$

où μ_i est le paramètre d'inertie du noyau dans la voie de fission.

Dans ces conditions, les deux puits sont alors représentés par des puits de potentiel harmoniques de pulsation ω_I et ω_{II} ; la mécanique quantique impose la position de l'état fondamental du premier puits :

$$E_I = V_I + \frac{\hbar \omega_I}{2}$$

qui servira désormais comme origine des énergies ainsi que la position du fondamental dans le deuxième puits :

$$E_{II} = V_{II} + \frac{\hbar \omega_{II}}{2}$$

En l'absence d'une connaissance précise du paramètre d'inertie μ , on définit la "courbure" des puits et des barrières par les quantités : $\hbar \omega_I$, $\hbar \omega_A$, $\hbar \omega_{II}$, $\hbar \omega_B$ qui ont la dimension d'une énergie et qui caractérisent la transmission :

$$\omega = \sqrt{\frac{\text{courbure}}{\mu}}$$

N'oublions pas toutefois que cette "courbure" dépend en réalité de la courbure vraie de la barrière et du paramètre d'inertie par la relation :

$$\omega = \hbar \sqrt{\frac{\text{courbure}}{\mu}}$$

avec ces hypothèses, la forme de la barrière de fission est entièrement déterminée par les six paramètres suivants :

$$\begin{array}{ccc} (E_A, \hbar \omega_A) & , & (E_{II}, \hbar \omega_{II}) & , & (E_B, \hbar \omega_B) \\ \text{1ère barrière} & & \text{2° puits} & & \text{2° barrière} \end{array}$$

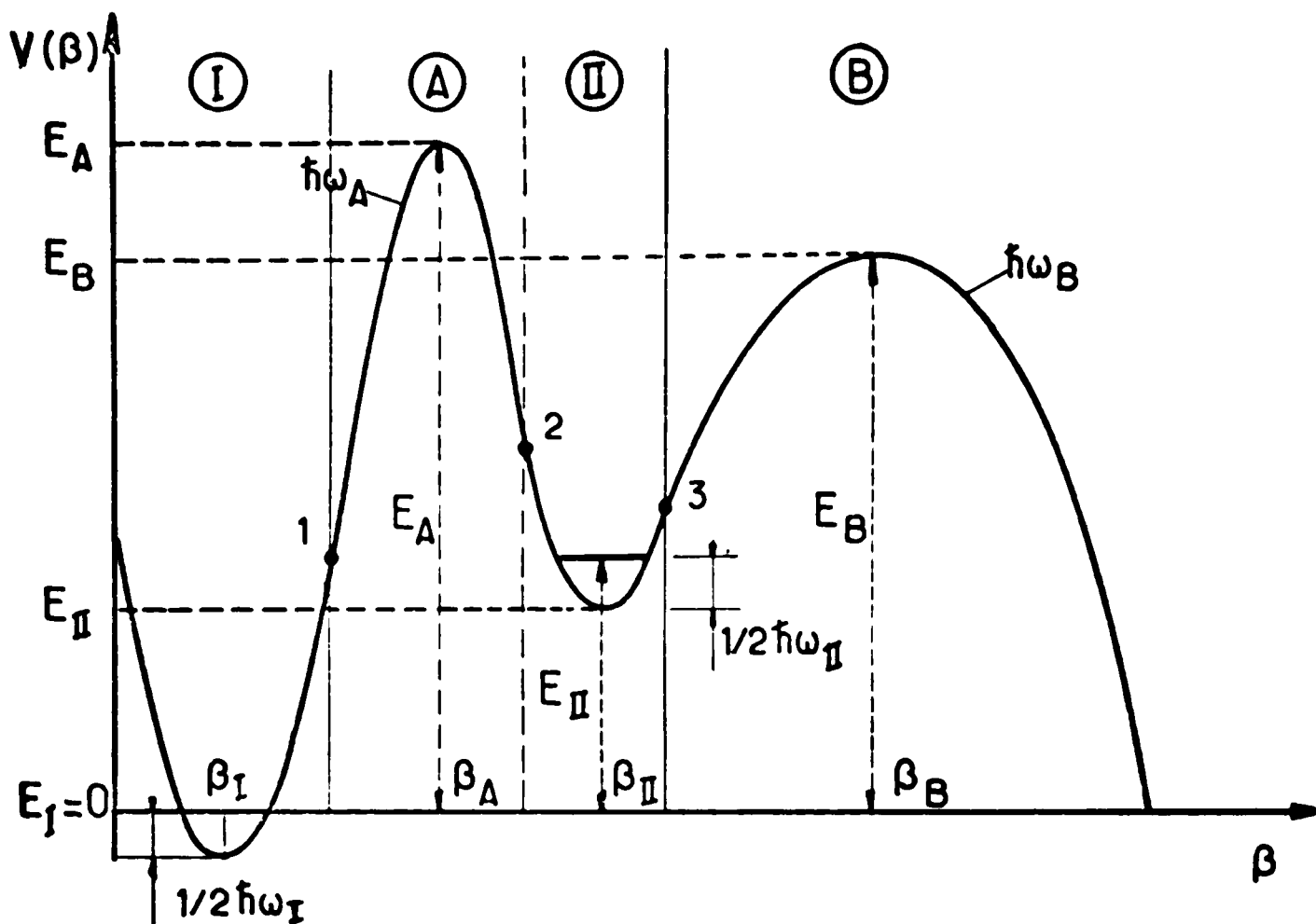


Fig. I.12 - Paramétrisation de la forme de la barrière de fission .

**C) METHODES EXPERIMENTALES FOURNISSANT DES INFORMATIONS
SUR LES BARRIERES DE FISSION -**

Les méthodes expérimentales permettant d'obtenir des informations sur un ou plusieurs des paramètres définis précédemment pour caractériser la barrière de fission des actinides sont les suivantes :

1/ Période de fission spontanée :

Cette période dépend de la fréquence ω_1 de l'oscillateur harmonique caractérisant le premier puits, et du coefficient de transmission à travers l'ensemble de la barrière.

Elle est donnée par l'expression :

$$T_o^{Fs} = \text{Log. 2} \frac{2\pi}{\omega_1} T^{-1}(E_o)$$

Dans l'approximation W. K. B. le coefficient de transmission s'écrit :

$$T(E_o) = \left[1 + \exp \left(2 \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} V(\beta)} d\beta \right) \right]^{-1}$$

où β_1 et β_2 sont définis sur le schéma ci-dessous (Fig. I. 13).

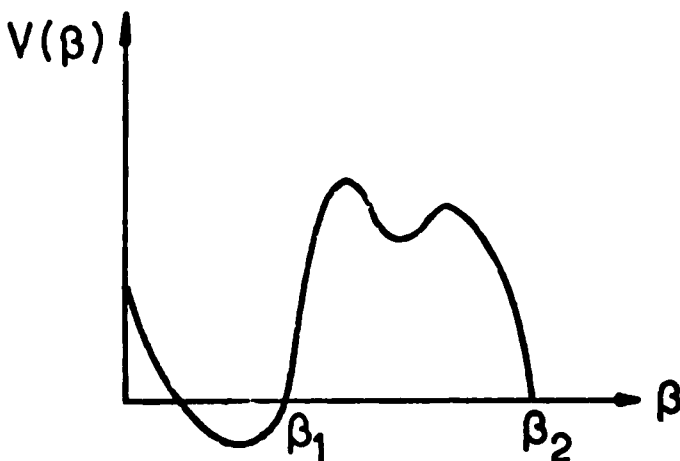


Fig. I. 13

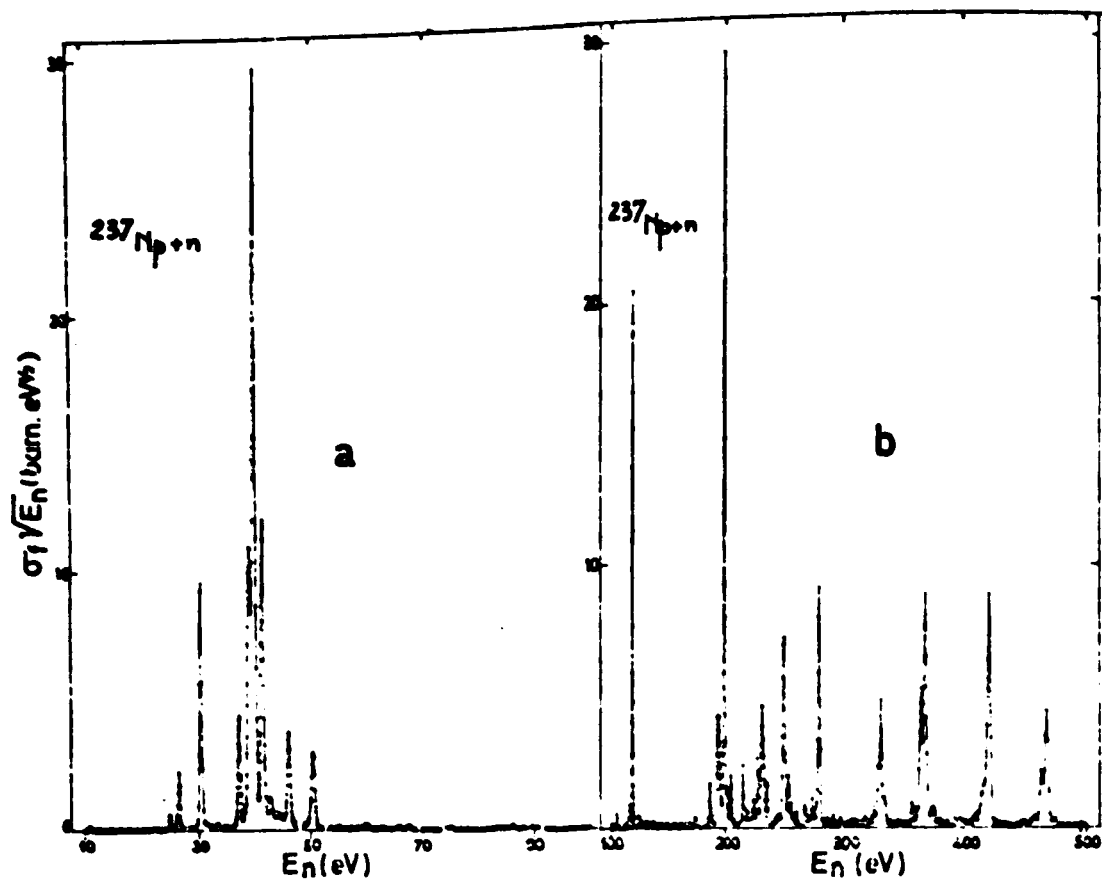


Fig. I. 14 - Structures intermédiaires dans $^{237}\text{Np}(n, f)$
 pour deux zones d'énergie autour de 40 eV
 et 300 eV ¹⁸⁾

2/ Les structures intermédiaires :

Des structures intermédiaires ont été observées dans certaines sections efficaces de réaction (n, f) dans le domaine d'énergie correspondant aux neutrons de résonance ($E_n = 0$ à quelques keV).

Elles se présentent sous la forme d'une modulation de résonances associées aux divers états du noyau composé, comme le montre la figure I. 14 sur laquelle nous avons représenté les résultats obtenus par le Groupe de SACLAY ¹⁸⁾ pour la réaction $^{237}\text{Np} + n$.

Ces structures intermédiaires ont été attribuées au couplage des états composés du premier puits avec les états composés du deuxième puits qui jouent le rôle d'états porte pour la fission.

Dans ces conditions, l'espacement moyen des groupes de résonances permet de déterminer l'espacement moyen $\langle D_{II} \rangle$ des états composés du deuxième puits (Fig. I. 15).

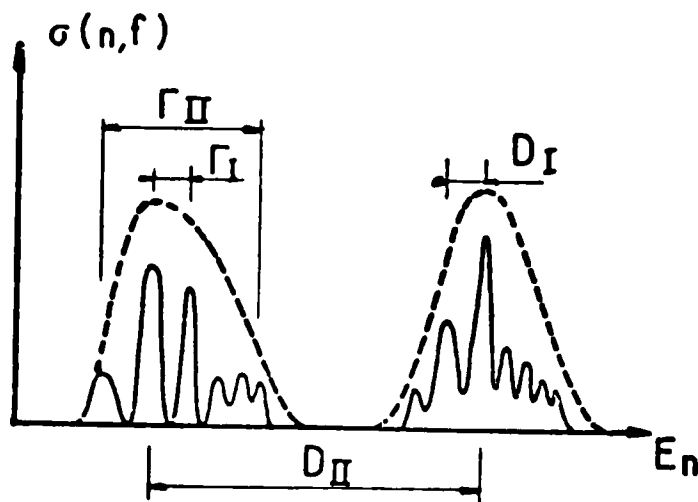


Fig. I. 15

En utilisant une expression raisonnable pour la densité de niveaux du deuxième puits, il est possible d'extraire la profondeur du deuxième puits.

3/ Les isomères de forme :

Les isomères sont généralement produits au cours des réactions du type (α, n) , $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$, $(n, 2n)$, $(p, 2n)$, c'est à dire après évaporation

d'un ou plusieurs neutrons.

L'état fondamental du deuxième puits (ou l'un de ses états métastables) peut être alimenté et un isomère de forme est ainsi formé ; il peut être mis en évidence pour la faible valeur de sa période de fission spontanée T_{Is} .

Une trentaine d'isomères de forme, s'étendant de l'Uranium au Berkelium ont été mis en évidence ; ces isomères présentent des périodes comprises entre une fraction de nanoseconde et 14 millisecondes.

L'analyse simultanée de la période de fission spontanée et de la fonction de production de l'isomère à l'aide d'un modèle statistique donné, permet de définir généralement la profondeur du deuxième puits E_{II} , et la forme de la seconde barrière E_{II} et $W(\omega_B)$ (Fig. I. 15 a).

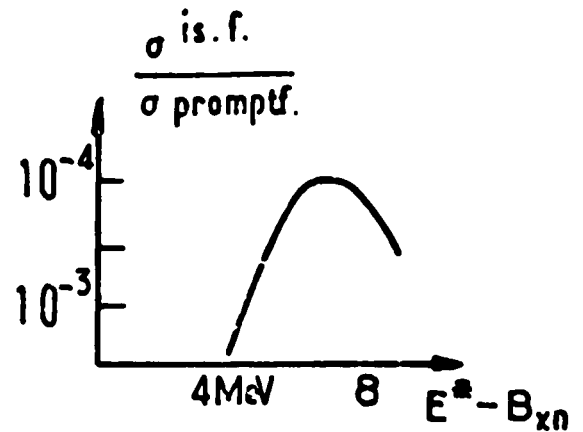


Fig. I. 15 a

Une étude systématique a été faite par BRITT et ses collaborateurs¹⁹⁾. Dans le cas du noyau ^{238}U , qui présente un isomère de forme dont la période est voisine de 200 nanosecondes (Fig. 15. b)

VANDENBOSCH et ses collaborateurs²⁰⁾ ont réussi à mesurer la désexcitation de cet isomère par émission gamma après transfert dans le premier puits ; l'énergie de ces rayonnements gamma permet de définir avec une grande précision la valeur du paramètre E_{II} ($E_{II} = 2.559 \text{ MeV}$ pour ^{238}U).

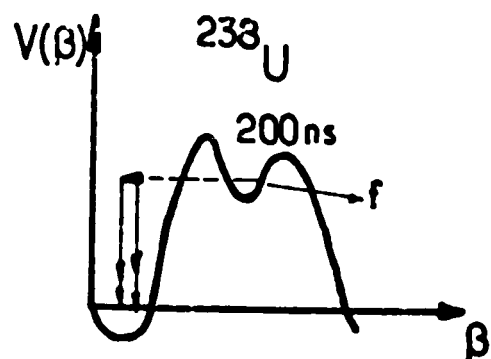


Fig. I. 15 b

4/ Probabilités de fission :

La probabilité de fission d'un noyau peut être obtenue en fonction de son énergie d'excitation par réaction directe (d, pf), (t, pf), (^3He , df) par exemple, ou indirectement par réaction du type (n, f) ou (γ , f) en divisant la section efficace de fission par la section efficace de capture des neutrons ou des gamma incidents.

La valeur du seuil de fission permet de déterminer la hauteur de la barrière la plus haute, tandis que la pente permet de fixer la courbure de cette barrière (Fig. I.16).

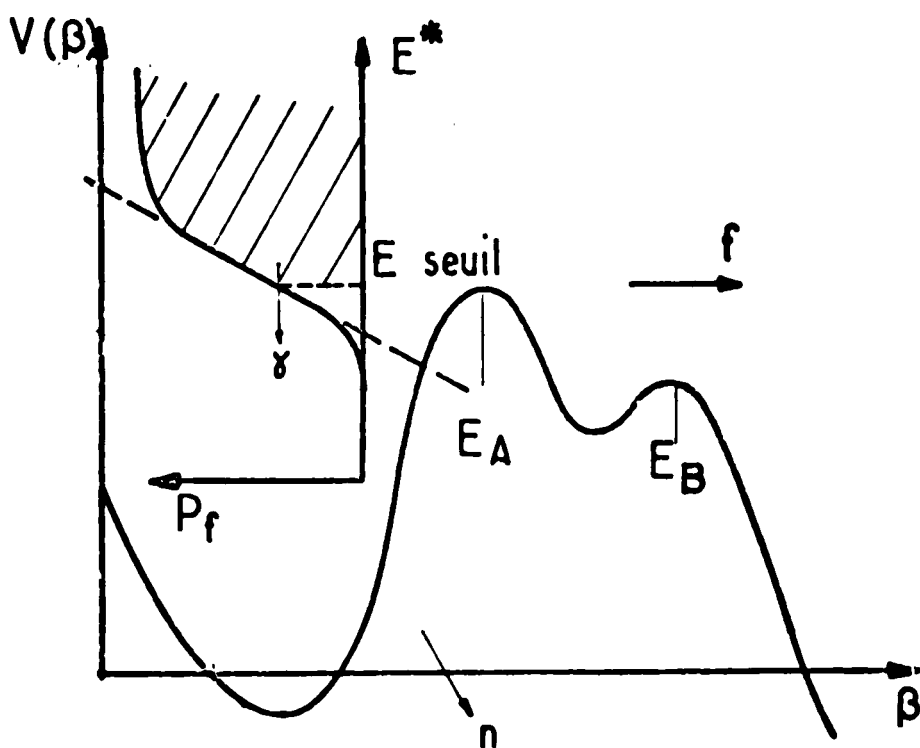


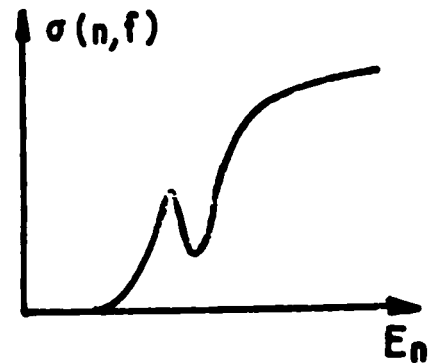
Fig. I.16

Pour les actinides les plus lourds, où E_A est supérieur à E_B , ces mesures permettent de bien définir E_A et $\hbar\omega_A$ et complètent les mesures de E_{II} , E_B et $\hbar\omega_B$ fournies par l'étude des isomères.

Pour les actinides les plus légers où les deux barrières ont sensiblement la même hauteur ($E_A \simeq E_B$), l'analyse des résultats expérimentaux est sensible aux 4 paramètres définissant les barrières. Il faut alors fixer les courbures $\hbar\omega_A$ et $\hbar\omega_B$ d'après la systématique pour extraire les valeurs de E_A et E_B .

5/ Les résonances de vibration :

Des résonances ont été observées, sous le seuil classique de fission, tant en réaction (n, f) qu'en réaction directe ; ces résonances ont une largeur comprise entre quelques keV et une centaine de keV ; elles sont attribuées à l'existence dans le second puits de potentiel d'états de vibration quasi-stationnaires de type β (en effet la pénétrabilité de la barrière de fission est considérablement augmentée lorsque le noyau présente une énergie d'excitation voisine de l'énergie de ces états).



- DEUXIEME CHAPITRE -

TECHNIQUES EXPERIMENTALES - PRESENTATION DES RESULTATS .

La mesure des sections efficaces de réaction (n, f) pose généralement de nombreuses difficultés liées notamment :

- à la faible valeur des sections efficaces que l'on doit mesurer ;
- au bruit de fond important apporté par le faisceau de neutrons incidents d'une part, et par la radioactivité alpha naturelle de l'échantillon étudié d'autre part.

Comme l'avantage des réactions (n, f) sur les réactions directes permettant de former le même noyau réside dans la résolution en énergie, nous avons donc, au cours de cette étude, apporté un soin tout particulier :

- à l'amélioration de la définition en énergie du faisceau de neutrons délivré par l'Accélérateur Van de Graaff de 4 MV du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan ;
 - au choix du détecteur des fragments de fission .
-

I - PRODUCTION LE NEUTRONS -

De très nombreuses réactions nucléaires de basse énergie sont susceptibles de produire des neutrons dans la gamme d'énergie comprise entre quelques keV et quelques MeV.

Parmi les réactions les plus utilisées, deux réactions endoénergétiques, ${}^7\text{Li}(p, n)$ et $\text{T}(p, n)$ ont retenu notre attention puisque :

- leurs seuils sont énergétiquement compatibles avec l'énergie de notre Accélérateur Van de Graaff de 4 MV ;

- elles fournissent avec un rendement élevé des neutrons monoénergétiques et ceci dans une gamme d'énergie de neutrons bien adaptée à nos besoins, figure (II. 1 a-b) .

A) CHOIX DE LA REACTION -

A titre de comparaison, nous avons reporté les propriétés essentielles de ces deux réactions sur le Tableau (II. 1) .

Pour une meilleure compréhension, les énergies de protons incidents et l'épaisseur de la cible correspondent à la même énergie 1, 2 MeV, et à la même dispersion (10 keV) du faisceau de neutrons produits à zéro degré. Les flux de neutrons sont calculés pour une distance source-détecteur de 10 cm.

Les intensités de courant correspondent aux valeurs nominales généralement utilisées pour ces réactions. On notera le flux très élevé obtenu à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n)$ que nous avons finalement retenue pour ce travail.

B) CARACTERISTIQUES DE LA REACTION ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -

C'est, comme nous l'avons souligné, une réaction à seuil dont la chaleur de réaction est égale à : - 1.6449 MeV.

L'énergie seuil mesurée par VAN FATTER et WHALING²¹⁾ est $E_{\text{seuil}} = 1.8811$ MeV. Au-delà de cette énergie seuil, l'énergie du neutron

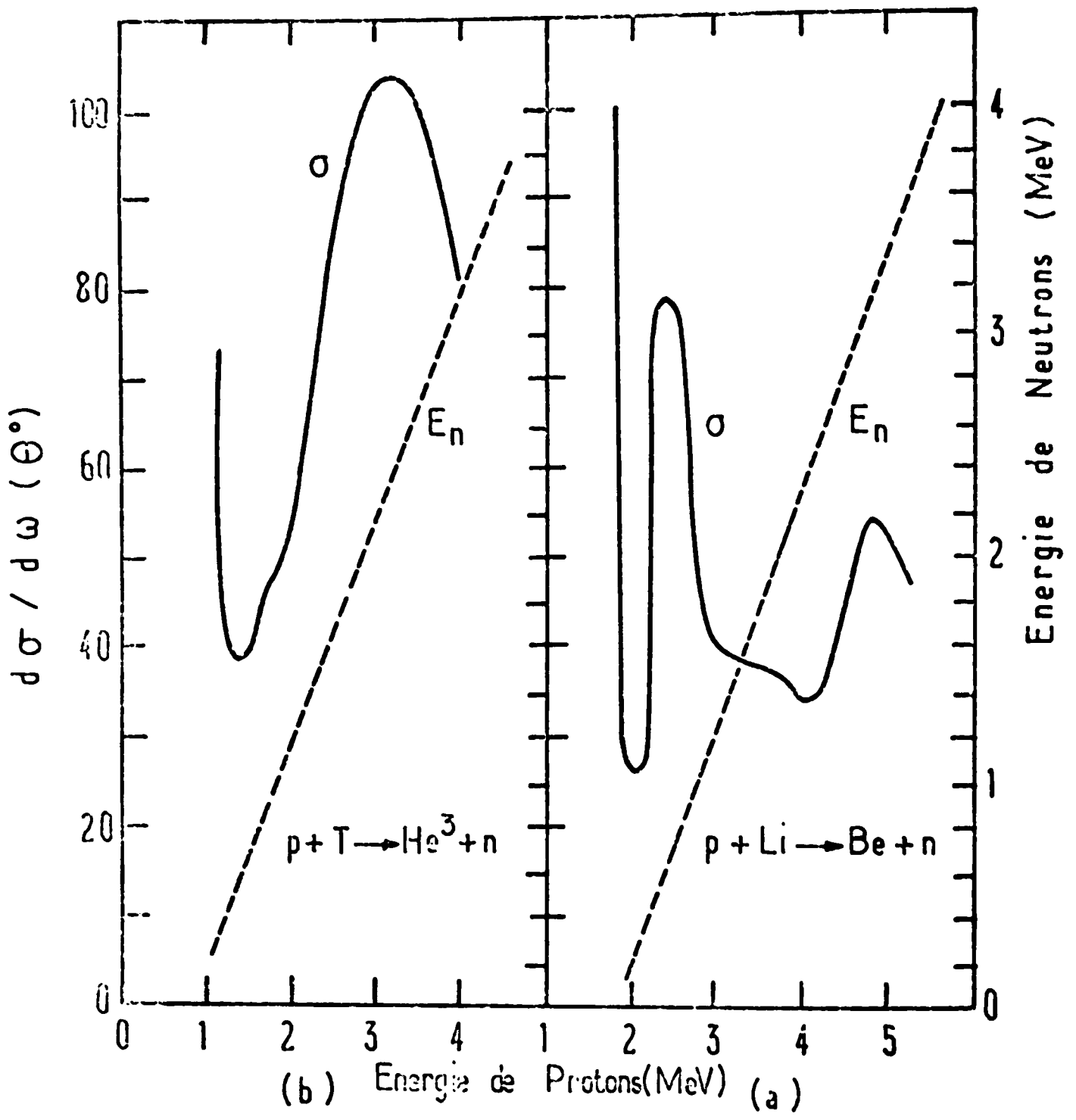


Fig. II. 1

Propriétés caractéristiques des réactions $T(p,n)$ et ${}^7Li(p,n)$.
 - Variation de la section efficace différentielle à 0° (échelle de gauche) et de l'énergie des neutrons produits avec l'énergie des protons incidents.

produit, varie avec énergie des protons incidents et son angle d'observation.

A zéro degré par rapport à la direction des protons incidents, l'énergie E_n des neutrons varie linéairement avec l'énergie E_p des protons depuis 30 keV au seuil ($E_p = 1.8811$ MeV) jusqu'à 2.323 MeV pour $E_p = 4$ MeV, comme le montre la figure (II.2).

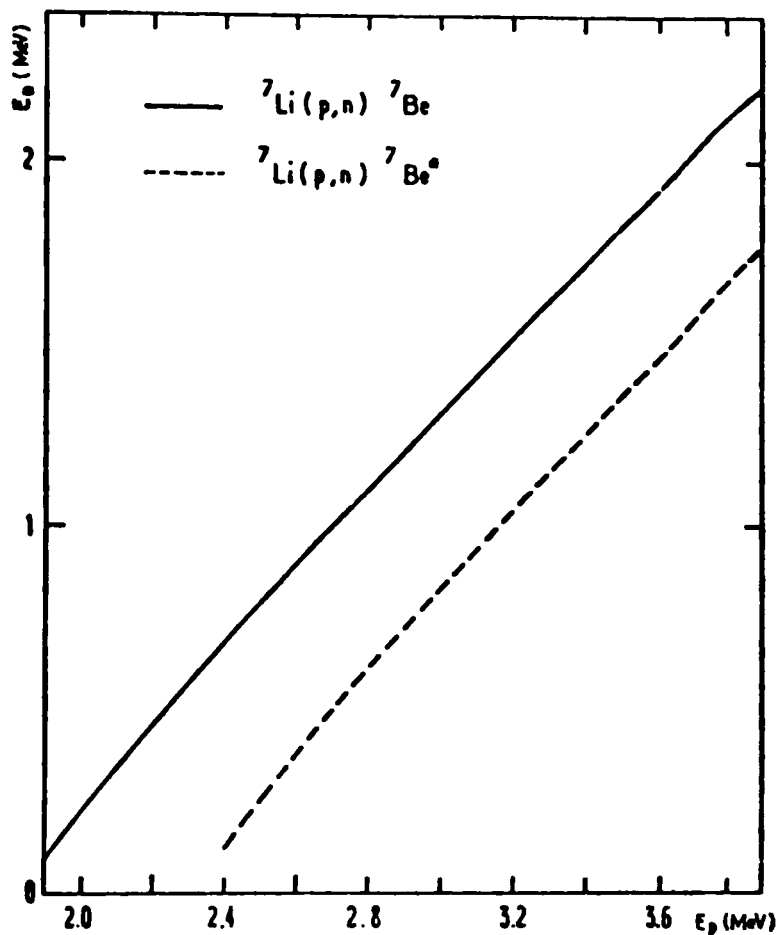


Fig. II.2

Remarquons toutefois que le domaine d'énergie où les neutrons produits sont strictement monoénergétiques est limité.

Du côté des basses énergies, ce domaine est limité par l'énergie $E_n \simeq 120$ keV ; en effet, au-dessous de cette énergie, la vitesse des neutrons dans le système du centre de masse est inférieure à la vitesse de translation du centre de masse lui-même. Il en résulte que les neutrons émis à 0 degré et à 180 degrés dans le système du centre de masse sont émis à 0 degré dans le système du laboratoire mais avec des énergies différentes.

REACTIONS	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$		${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$	
Q (MeV)	- 1.645		- 0.674	
Seuil avant (MeV)	1.8811		1.019	
REACTIONS PARASITES	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$		${}^3\text{H}(p, np){}^2\text{H}$	
Seuil (MeV)	2.38		8.37	
CIBLES	Li	LiF	T ₂	TiT
Epaisseur ($\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)	94	101	80	105
Energie incidente E_p (MeV)	2.9	2.9	2.0	2.0
Energie neutrons E_n (MeV)	1.2	1.2	1.2	1.2
ΔE_n (keV)	10	10	10	10
σ_n (mb. str ⁻¹)	55	55	56	56
Courant cible (μA)	10	50	0.3	10
$\varphi \cdot 10^4 \text{n. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	27.8	40.2	1.7	4.3

Tableau II. 1

Du côté des grandes énergies, ce domaine est limité à environ 650 keV, car un second groupe de neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$, où le noyau résiduel ${}^7\text{Be}^*$ est laissé dans son premier état excité de 430 keV, apparaît à l'énergie correspondante des protons incidents : $E_p = 2.378 \text{ MeV}$.

En fait, la contribution de cette réaction parasite reste faible devant la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$; dans la gamme d'énergies de protons utilisée au cours de ce travail (1.8811 , 3 MeV), la contribution de ce second groupe de neutrons ne dépasse jamais 5% comme le montre la figure (II.3) sur laquelle est représentée la variation des sections efficaces totales et différentielles de ces deux réactions en fonction de l'énergie des protons.

C) PRESENTATION DES CIBLES -

L'utilisation du lithium sous forme de fluorure de lithium présente de nombreux avantages ; en effet sa manipulation n'exige pas les précautions imposées par le lithium métal qui s'oxyde très rapidement à l'air ; son point de fusion plus élevé (780°C contre 170°C pour le lithium métal) permet d'autre part d'utiliser des faisceaux de protons plus intenses, et ceci pendant plus longtemps.

Ces cibles sont déposées sur des supports de tantale, par évaporation sous vide. Un appareil de mesures des épaisseurs utilisant deux quartzs permet un contrôle continu de l'épaisseur du dépôt en cours d'évaporation.

Afin d'éviter une détérioration trop rapide du dépôt, le faisceau de protons est diaphragmé à l'aide d'un système de 4 lèvres mobiles réalisées en tantale refroidies à l'eau, et légèrement défocalisé à l'aide d'une quadripolaire magnétique.

Ce système permet :

- la définition du faisceau dans une zone uniforme de $(0.5 \times 0.5) \text{ cm}^2$;
- le contrôle de sa forme et de sa position en cours d'expérience.

La cible est en outre refroidie par un brouillard d'eau sous pression ce qui lui permet de supporter un faisceau de l'ordre de $50 \mu\text{A}$ pendant environ 48 heures. Au-delà de cette période, un léger épaissement dû en particu-

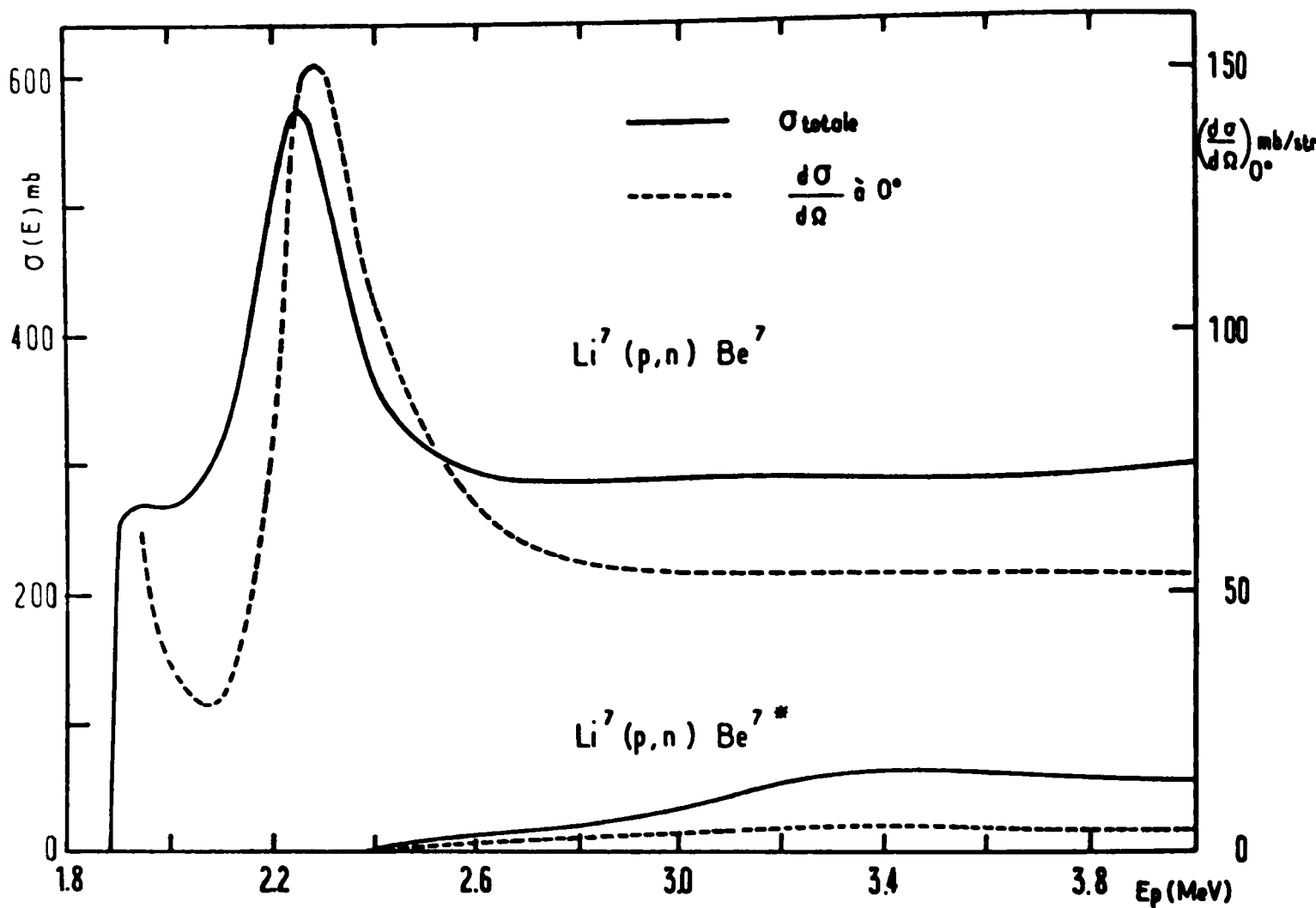


Fig. II, 3

Sections efficaces totales et différentielles à 0° des réactions ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ et ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$

lier à un dépôt de carbone provenant essentiellement des joints toriques et de la graisse à vide contenue dans l'installation a pu être observé.

Cet épaissement entraîne une légère diminution de l'énergie des neutrons et une dégradation de leur résolution en énergie.

Pour ralentir la formation de ce dépôt, nous avons placé près de la cible, un piège supplémentaire constitué par un tube maintenu à -196°C par un doigt réfrigérant fonctionnant par détente d'azote sous pression.

D) PRESENTATION ET CALIBRATION DU FAISCEAU DE PROTONS -

1/ Mise en forme du faisceau de protons :

Le dispositif expérimental utilisé pour la production de neutrons est représenté sur la figure (II. 4).

Après accélération et analyse par un aimant de déflexion à 90° , le faisceau de protons est dirigé de l'aimant d'analyse vers la cible de fluorure de lithium à l'aide de deux "beam steerer" magnétiques, et focalisé par un doublet de lentilles quadrupolaires magnétiques.

Les lentilles sont réglées de manière à assurer un flux de protons, sensiblement uniforme à l'intérieur d'un carré de $(5 \times 5) \text{ mm}^2$ défini sur la cible par 4 lèvres de tantale refroidies.

Un certain nombre de boîtes à quartz permettent de visualiser et de mettre en forme la faisceau.

La mesure permanente des courants atteignant chacune des 4 lèvres permet de surveiller la forme et la position du faisceau tout au long de l'expérience.

2/ Calibration en énergie du faisceau de protons :

Le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ permet, avant la mesure, une vérification de la calibration en énergie de l'accélérateur. La figure (II. 5) représente la fonction d'excitation de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ mesurée près du seuil de cette réaction, avec une cible mince de fluorure de lithium.

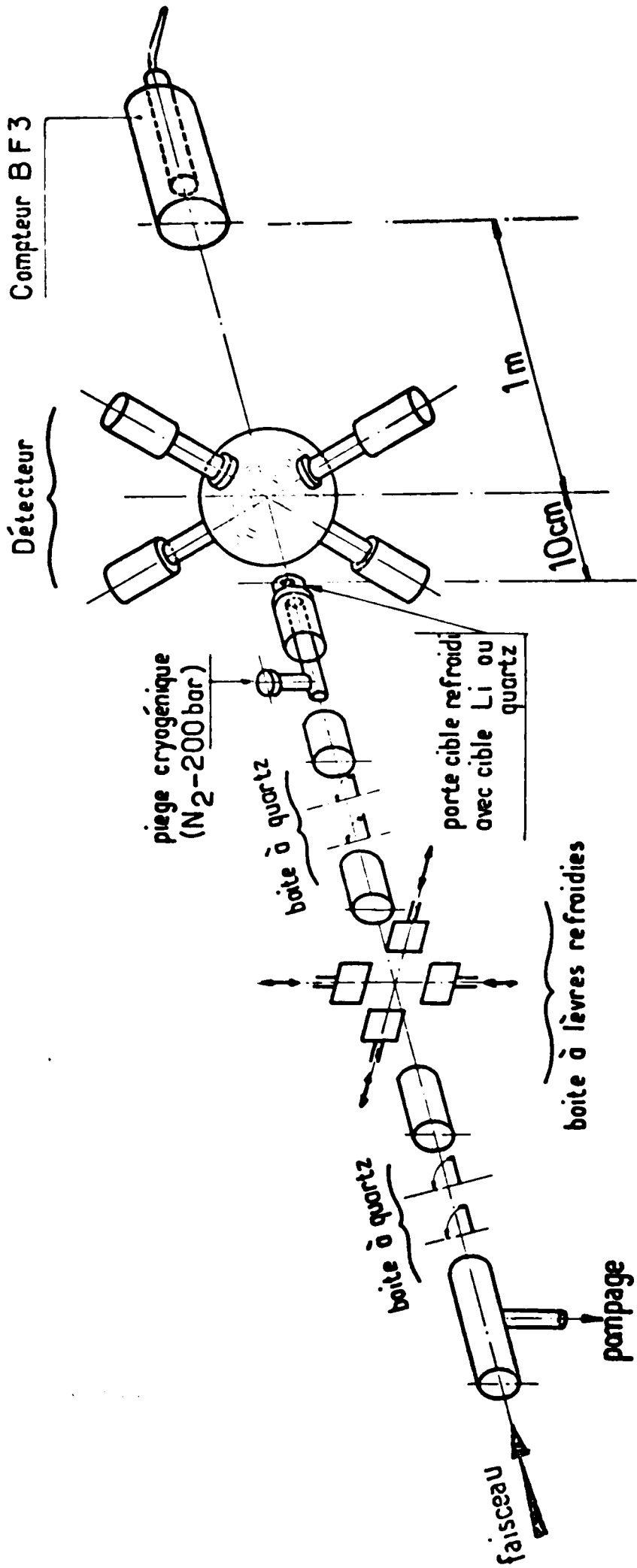


Fig. II. 4

Schéma de principe de l'expérience effectuée auprès de l'Accélérateur Van de Graaff.

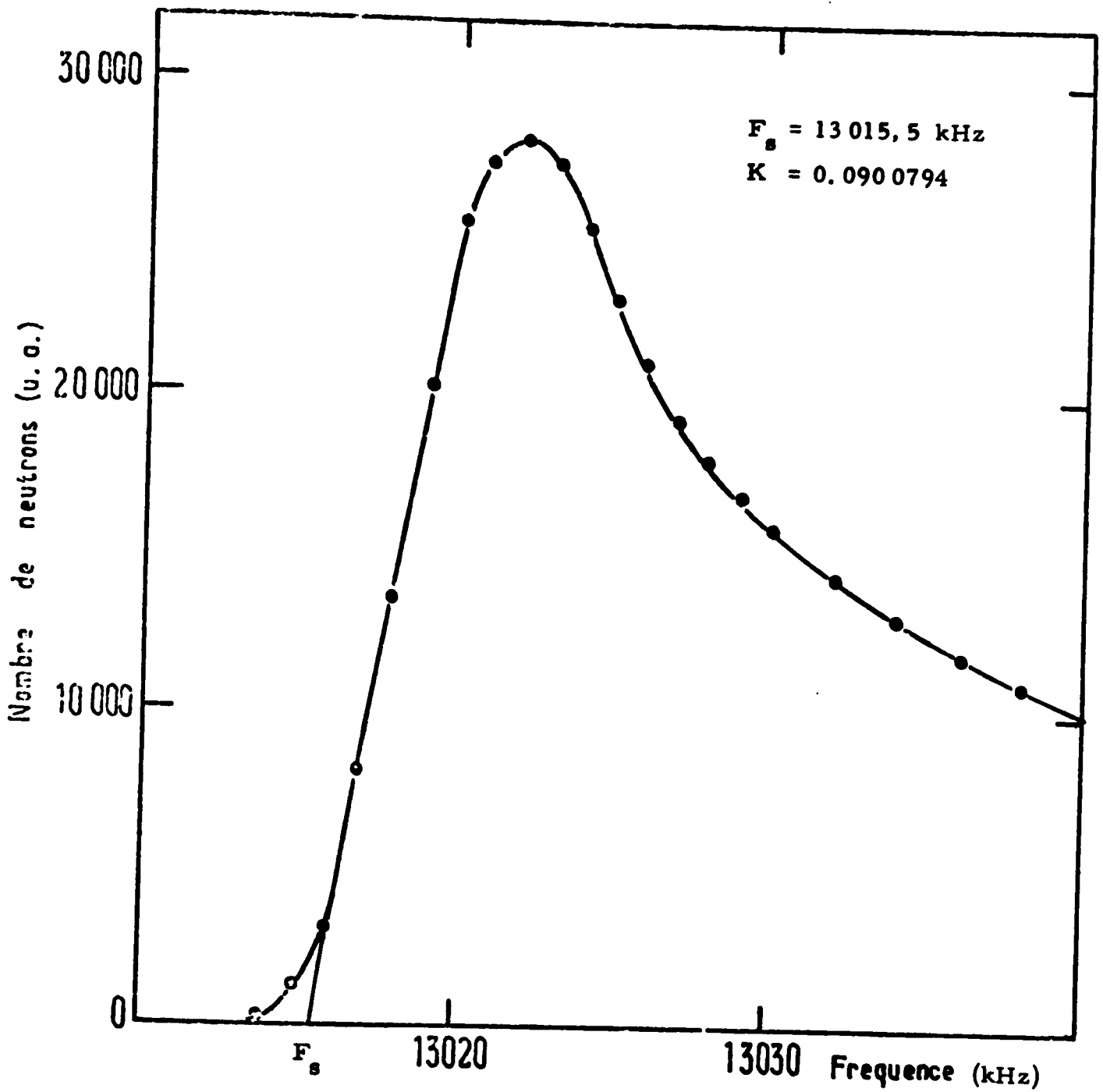


Fig. II. 5

Exemple d'une mesure de calibration de l'accélérateur
 Van de Graaff à l'aide de la réaction seuil ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$.

Le nombre de neutrons produits est porté en fonction de la fréquence F de la sonde à résonance magnétique nucléaire placée dans l'aimant d'analyse de l'accélérateur : $E = KF^2$.

La fréquence F_s déterminée en prolongeant la tangente au point d'inflexion de la courbe correspond à l'énergie seuil E_s des protons : sachant que $E_s = 1.8811 \text{ MeV}$, cette fréquence F_s permet de déterminer la constante de calibration K de l'accélérateur.

Un détecteur de neutrons est placé à 1 m de la cible, dans la direction des protons incidents ; ce détecteur est constitué par un compteur BF 3 entouré d'un large cylindre de paraffine.

La chaîne de mesures associée à ce détecteur est réglée en utilisant une source étalon Am-Be produisant 3.69×10^4 neutrons/s.

Ce détecteur permet de contrôler le flux de neutrons, en cours d'expérience ; il permet également de mesurer la fonction d'excitation de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n)$ en début de mesure (contrôle de l'épaisseur et de la qualité de l'épaisseur du fluorure de lithium - calibration en énergie de l'accélérateur).

E) DISPERSION EN ENERGIE DES NEUTRONS -

La dispersion en énergie des neutrons dépend essentiellement des 3 facteurs suivants :

- La définition en énergie du faisceau de protons fourni par notre Accélérateur Van de Graaff de 4 MV, qui est voisine de 1 keV, contribue faiblement à la dispersion globale.
- La plus ou moins grande perte d'énergie des protons incidents dans la cible de fluorure de lithium avant qu'il n'y ait production de neutrons est également une source de dispersion des neutrons. La fonction de résolution correspondante est un rectangle dont la largeur est égale à la perte d'énergie du faisceau de protons à travers le dépôt de fluorure de lithium.

Dans ce travail, l'épaisseur des cibles LiF a été choisie de telle sorte que la dispersion en énergie des neutrons due à ce facteur reste inférieure à 5 keV.

- Une dispersion supplémentaire est due au fait que l'énergie des neutrons dépend de leur angle d'émission par rapport à la direction des protons incidents, et que les neutrons qui atteignent la cible contenant l'échantillon étudié sont émis suivant des angles différents.

Cette source de dispersion sera d'autant plus faible que la distance entre la cible de fluorure de lithium et la cible étudiée est grande, mais le flux de neutrons atteignant l'échantillon sera, lui, d'autant plus important que cette distance est faible.

Nous devons finalement faire un compromis entre le flux de neutrons atteignant l'échantillon et la dispersion en énergie de ces neutrons. Ce compromis permet de déterminer l'épaisseur de la cible LiF et la distance entre cette cible et l'échantillon.

Afin d'illustrer ceci, nous présentons sur la figure (II.6) les dispersions en énergie moyennes et maxima des neutrons émis autour de zéro degré dans des angles solides ayant pour demi-angle d'ouverture $\theta = 5^\circ; 10^\circ, 15^\circ$.

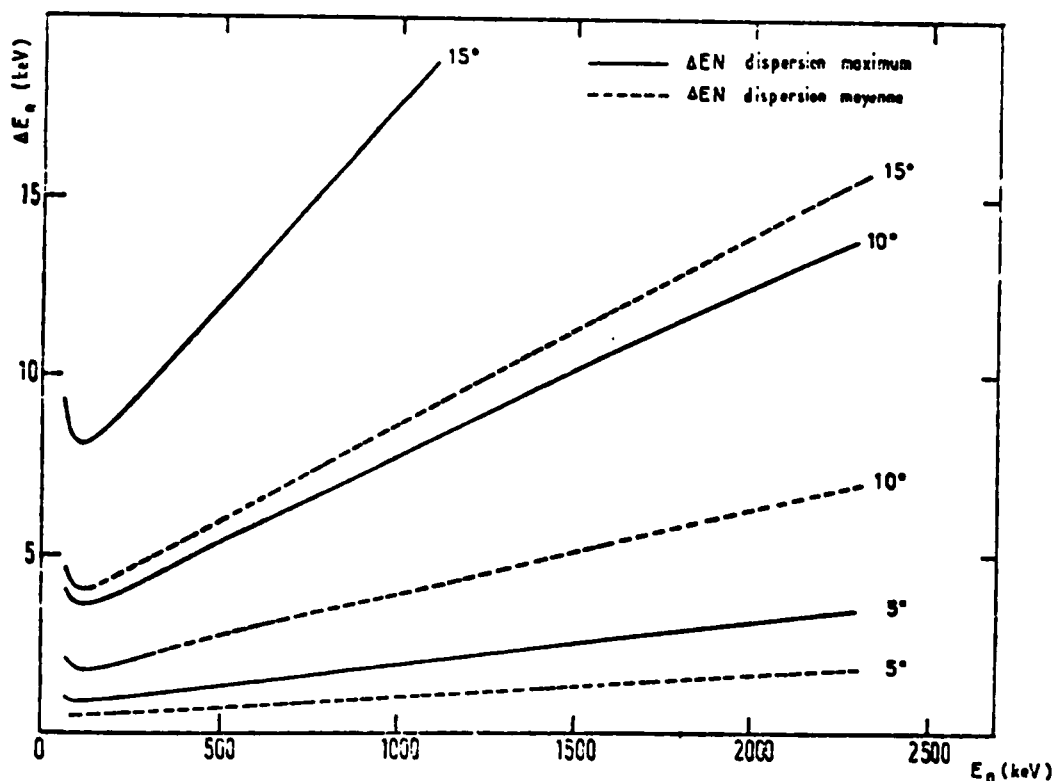


Fig. II. 6

Dans ce travail, nous avons utilisé une cible de LiF d'environ $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et le demi-angle d'ouverture de l'angle solide des neutrons utiles est de 5 degrés.

Nous avons porté sur la figure (II. 7) la variation, en fonction de l'énergie du faisceau de protons, du flux de neutrons produits à zéro degré et à 10 cm de la cible pour un faisceau de 50 μ A atteignant la cible de LiF de 65 μ g/cm².

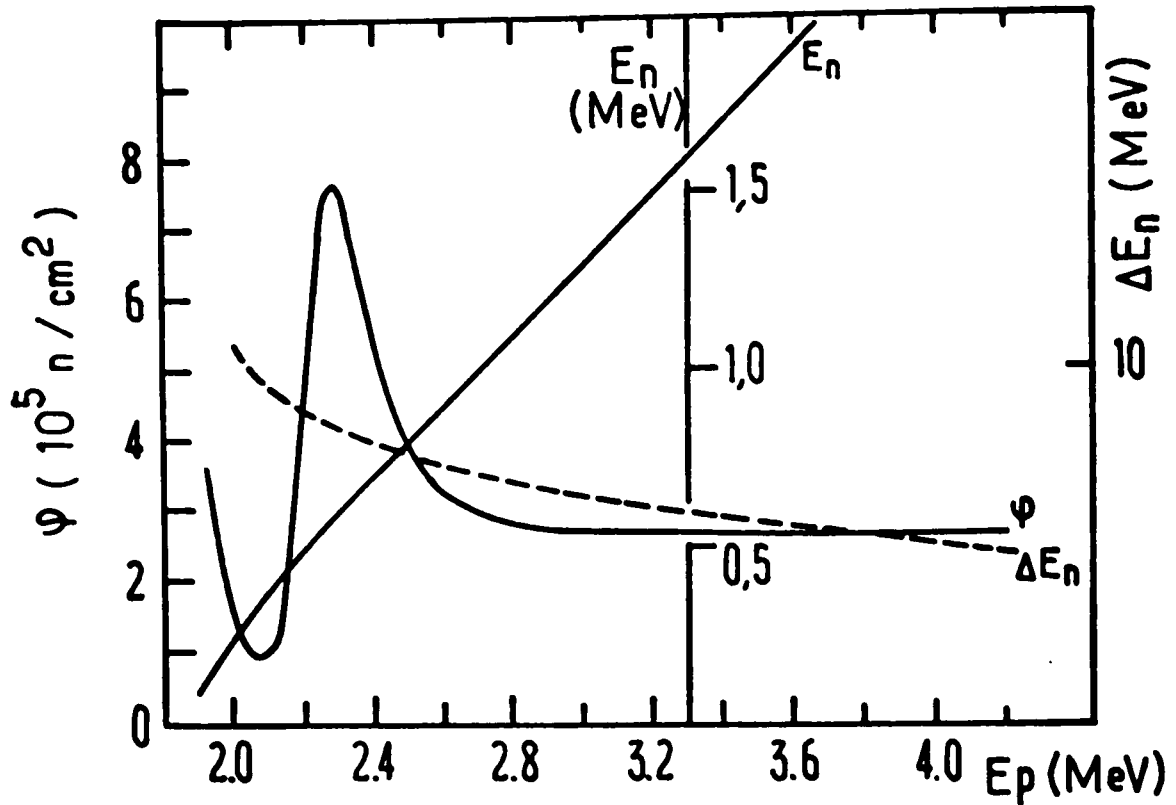


Fig. II. 7

Variation de l'intensité de flux (φ) de l'énergie de neutron (E_n), de la dispersion en énergie à 0° avec l'énergie des protons incidents.

II - LE DETECTEUR DE FRAGMENTS DE FISSION -

A) PROBLEMES POSES PAR LA DETECTION DES FRAGMENTS DE FISSION -

La caractéristique essentielle d'un évènement fission est l'énergie très importante libérée dans ce type de réaction nucléaire (environ 200 MeV) qui apparaît pour la plus grande part sous forme d'énergie cinétique de deux fragments lourds accompagnés d'une émission de neutrons et de photons. La détection de ces fragments présente sur le plan expérimental de nombreuses difficultés liées à leur faible parcours dans la matière et au bruit de fond apporté particulièrement par la radioactivité alpha.

1/ Faible parcours des fragments dans la matière :

On admet généralement que le ralentissement des fragments s'effectue en deux étapes successives suivant l'état de charge effectif de l'ion (fonction décroissante dans le milieu traversé).

a) Contrairement aux particules légères α , p , d , la densité des chocs par collisions électroniques et l'ionisation spécifique sont maximum en début de parcours pour décroître ensuite ;

b) Pour des vitesses de ralentissement inférieures à $2 \cdot 10^8$ cm/s, c'est à dire en fin de parcours, ce sont les chocs par collisions nucléaires qui l'emportent.

L'expérience montre d'autre part que le parcours des fragments de fission, exprimé en g/cm^2 , diminue avec la masse et le numéro atomique du milieu ralentisseur.

Dans le cas de l'oxyde d'uranium, leur parcours moyen se situe autour de $9 mg/cm^2$.

2/ Présence de la radioactivité alpha :

La plupart des transuraniens présentent une activité alpha non négligeable, qui peuvent produire des empilements d'impulsions parasites de gran-

deur comparable aux impulsions vraies provenant de la détection des fragments ; ce bruit de fond a pour effet d'imposer une limite supérieure à l'épaisseur de l'échantillon étudié, et par là de restreindre la précision statistique des mesures.

Cette activité alpha constitue, comme nous le verrons ci-dessous, un critère de sélection très sévère dans le choix du détecteur. Compte tenu des difficultés exposées ci-dessus, les facteurs de qualité que l'on recherchera sont :

- une efficacité de détection aussi grande que possible pour les fragments de fission ;
- un bon rapport signal sur bruit ;
- une faible sensibilité du détecteur aux neutrons incidents et aux rayonnements parasites (rayonnements gamma en particulier) ;
- le compteur doit être suffisamment sélectif pour éliminer au maximum les impulsions parasites dues au rayonnement alpha naturel de l'échantillon étudié, quand celui-ci présente une activité alpha importante.

Pour ce faire, on recherchera un détecteur ayant :

- une réponse dépendant fortement de la quantité d'énergie déposée par la particule dans le volume du compteur, indépendamment du type de cette particule ;
- un temps de restitution très bref.

B) PRESENTATION DES DIFFERENTS DETECTEURS -

En pratique le choix d'un détecteur dépend étroitement :

- de la nature de l'échantillon étudié
- des moyens techniques mis en oeuvre pour la mesure des sections efficaces de fission.

En règle générale, la chambre d'ionisation, les détecteurs à barrière de surface ou le scintillateur gazeux, pour ne citer que les dispositifs de détection les plus utilisés, correspondent à des conditions expérimentales précises que nous rappellerons brièvement. Cette analyse critique nous permettra également d'exposer les raisons qui nous ont conduit à adopter la chambre à

scintillation gazeuse pour ce travail.

1/ Chambre d'ionisation :

Ce type de détecteur a été utilisé dans l'étude du phénomène de fission avant l'emploi généralisé des détecteurs solides (surtout pour l'analyse des propriétés des fragments : mesure de masse et d'énergie cinétique).

Rappelons pour mémoire que ce type de détecteur permet d'enregistrer des impulsions dues à l'ionisation intense générée par des particules lourdes chargées dans un milieu ralentisseur gazeux.

Par son principe (fonctionnement en collection électronique et mobilité des ions créés en milieu gazeux), ce détecteur a une réponse en temps relativement modeste (quelques 10^{-7} sec).

Cet inconvénient peut être partiellement compensé :

- en fixant judicieusement la pression du gaz et le champ électrique entre les électrodes pour limiter au maximum les effets de recombinaison ;
- en ajustant convenablement la pression du gaz ralentisseur et la géométrie de l'enceinte ; il est ainsi possible de n'utiliser que l'ionisation en début de parcours.

Cet artifice mettant à profit les différences d'ionisation spécifique des fragments de fission et des particules alpha permet de limiter les empiements provoqués par la radioactivité naturelle de l'échantillon étudié en fractionnant le dépôt ; cette solution permet d'augmenter sensiblement le poids de l'échantillon étudié.

Le détecteur comprend alors plusieurs cellules indépendantes.

Dans la mesure où les facteurs géométriques ont une incidence faible sur la détermination de l'énergie des neutrons incidents (c'est le cas des mesures par temps de vol), l'enceinte de détection peut atteindre des dimensions relativement importantes.

Ce type de détecteur a été particulièrement développé auprès des installations de mesure par temps de vol pour la détermination des sections efficaces de fission des corps fissiles de faible activité α tels que l' ^{235}U , l' ^{238}U et le ^{232}Th .

2/ Détecteurs solides :

Dans le domaine de la fission, ce type de détecteur a supplanté la chambre d'ionisation dans l'étude des fragments de fission (mesure d'énergie cinétique et de masse).

Pour l'étude qui nous concerne, l'emploi de ce type de détecteur reste assez limité; en effet :

- Lorsqu'il est soumis à un rayonnement intense de neutrons et de particules α , ce détecteur voit ses propriétés se détériorer dans le temps.
- Le temps de montée de l'impulsion produite par la détection des fragments de fission est relativement modeste (6 ns environ).

Les effets d'empilement et la dérive en stabilité qu'entraîne un rayonnement intensif prolongé limitent l'emploi de ce détecteur à des éléments à vie très longue tel que le thorium-232.

La surface du cristal ne dépassant pas quelques cm^2 , on peut alors réaliser un compteur préservant à la fois un faible encombrement et une efficacité très élevée.

3/ Détecteur à scintillation :

Les scintillateurs plastiques, organiques ou gazeux ont été ou sont encore très utilisés dans de nombreux domaines de la Physique Nucléaire Expérimentale.

La recherche d'une bonne linéarité en énergie et d'un temps de réponse le plus bref possible nous a conduit à éliminer :

- les scintillateurs plastiques, pour leur mauvaise linéarité en énergie et leur faible rendement lumineux ;
 - les scintillateurs organiques, pour leur temps de réponse relativement long;
- au profit de la détection par scintillation gazeuse.

De très nombreuses études ont montré que ce dispositif fournit une impulsion lumineuse, de durée très brève (quelques ns) proportionnelle à l'énergie perdue dans le gaz ralentisseur par la particule détectée indépendamment de son type.

Ces qualités ont amené de nombreux laboratoires à développer ce type de détecteur notamment pour la mesure par temps de vol des sections efficaces de fission d'éléments de forte activité alpha tels que le ^{239}Pu et le ^{240}Pu .

La configuration générale de l'enceinte de détection est voisine de celle décrite pour les chambres d'ionisation : 10 à 12 cellules indépendantes optiquement.

Des quantités importantes de matière peuvent être alors utilisées (960 mg de ^{239}Pu pour les mesures à haute résolution effectuées à Saclay).

Dans ce type bien particulier d'expérience où les dimensions du détecteur ont une incidence très faible sur la précision de la mesure en énergie des neutrons incidents, le volume de détection peut atteindre des dimensions importantes inacceptables auprès d'une machine à énergie variable où les effets géométriques jouent un rôle très important dans la fonction de résolution en énergie.

La configuration que nous avons donc finalement retenue comprend en fait deux cellules indépendantes formant une enceinte aux dimensions très réduites.

C) CONCEPTION ET MISE AU POINT D'UN DISPOSITIF

A SCINTILLATION GAZEUSE -

1/ Principe de fonctionnement :

Les processus non ionisants tels que les transitions optiques dans le gaz d'une chambre d'ionisation comptent pour 40% de la perte totale d'énergie d'une particule ionisante, c'est-à-dire que les énergies perdues par ionisation et excitation sont du même ordre de grandeur comme le montre le tableau (II. 2) relatif à l'absorption totale des particules alpha du polonium (5.3 MeV) dans divers gaz rares. La désexcitation des atomes du gaz ralentisseur se traduit par une impulsion lumineuse de durée très brève (quelques ns).

Gas ralentisseur	Energie moyenne perdue par paire d'ions créés en eV	Energie d' ionisation	Fraction d'énergie utilisée à l'ionisation	Nombre de paires d'ions créés (α - 5,3 MeV)
He	42.7	24.5	0.57	124 000
A	26.4	15.8	0.60	200 000
Kr	24.1	14.	0.58	220 000
Xe	21.9	12.	0.55	242 000

Tableau II.2

En dépit de très nombreuses études consacrées à ce sujet, les mécanismes d'excitation et de luminescence des gaz rares excités par des particules ionisantes restent encore assez mal connus.

On a cependant constaté que :

- ces processus mettent en jeu les électrons de valence des atomes ralentisseurs, c'est-à-dire ceux appartenant aux couches électroniques externes dont l'énergie de liaison est la plus faible ;
- la lumière émise présente un spectre continu très large situé en majeure partie dans l'ultra-violet et surtout dans l'U. V. lointain.

Des mesures spectrophotométriques très fines ont permis d'isoler sur ce fond continu un spectre de raies attribué à la désexcitation de certains états excités (dont certains sont métastables) des atomes du gaz rare ou de certaines impuretés (N_2 ou Hg) toujours présentes sous forme de traces même pour les gaz réputés spectroscopiquement purs.

2/ Choix du gaz :

Le gaz de remplissage du détecteur doit être choisi de manière à satisfaire un certain nombre d'exigences. Lorsqu'un fragment de fission est détecté, le gaz doit émettre un flux lumineux aussi bref que possible, aussi intense que possible et présentant un spectre aussi bien adapté que possible aux photocathodes des photomultiplicateurs.

Pour satisfaire le premier critère, le gaz doit présenter un temps de désexcitation très bref ; les gaz rares répondent à cette exigence. Nous avons été aidés dans notre choix entre les différents gaz rares par l'étude de KOCH²²⁾ dont nous présentons quelques résultats.

Le tableau (II. 3) présente les parcours moyens des fragments de fission dans différents gaz rares placés dans des conditions normales de pression et de température.

Parcours moyens des fragments de fission		
Gaz (18° 760mm Hg)	Fragment léger	Fragment lourd
He	9.7 cm	-
A	2.24 cm	1.44 cm
Xe	1.3 cm	8.85 cm

Tableau II. 3

Nous constatons que les parcours sont d'autant plus faibles que le gaz rare est plus lourd. Il en sera de même du temps d'arrêt des fragments de fission et par suite de la durée de l'impulsion lumineuse.

Le tableau (II. 4) présente la hauteur d'impulsion lumineuse obtenue pour différents gaz lorsqu'une particule alpha de 5 MeV est détectée (ces hauteurs sont mesurées par rapport au Xénon).

Hauteur d'impulsion rapportées au Xénon				
Xe	Kr	A	Ne	He
1	0.52	0.16	0.043	0.33

Tableau II. 4

De tous les gaz rares, c'est donc le Xénon qui possède le rendement lumineux le plus important.

Le tableau (II. 5) présente la longueur d'onde moyenne des spectres lumineux émis par les différents gaz rares ; comme le maximum de sensibilité des photocathodes se situe vers (4 000 - 4500 Å) il est clair que ces spectres lumineux de tous ces gaz rares ne sont pas parfaitement adaptés.

	$\lambda \text{ \AA}$
Xénon	3. 230
Krypton	3. 180
Argon	2. 500
Hélium	3. 900

Tableau II. 5

Il est possible de remédier à cette situation de deux manières différentes :

- l'addition d'azote gazeux dans la proportion de 5 à 7% permet d'adapter le spectre d'émission du gaz à la réponse des photomultiplicateurs classiques. Cette adaptation se fait toutefois aux dépens de la brièveté du signal car l'azote présente des états métastables qui augmentent le temps de luminescence.

- l'emploi d'un changeur de longueur d'onde d'origine organique déposé en couche mince sur la paroi interne de l'enceinte (le quaterphényl par exemple, dont le spectre de fluorescence s'étend de 3800 Å à 5400 Å avec un maximum d'intensité vers 4400 Å).

Malheureusement, la plupart de ces changeurs de longueur d'onde possèdent une tension de vapeur non négligeable ; le dégazage qui en résulte a pour effet la détérioration rapide (au bout de quelques heures) des qualités du compteur : rendement en lumière et rapidité du signal.

Les progrès considérables accomplis ces dernières années dans la fabrication des photomultiplicateurs munis de fenêtres de quartz et sensibles dans l'ultra-violet ont fait progressivement abandonner l'emploi de ces changeurs de longueur d'onde au profit des gaz purs.

L'examen de ces différents points nous a amené à utiliser le Xénon à l'état pur (pouvoir d'arrêt très important - temps de luminescence très bref - intensité lumineuse importante - spectre lumineux pas trop mal adapté).

3/ Description de l'enceinte de détection :

Elle comprend deux chambres hémisphériques en acier inoxydable de 7.5 cm de rayon (Figure II. 8) . Ces deux chambres sont indépendantes et permettent d'utiliser des cibles différentes (l'une servant à la normalisation, par exemple) ou des cibles analogues (augmentation de la statistique).

Les deux enceintes sont rendues solidaires l'une de l'autre par une chambre intermédiaire permettant :

- le remplissage en Xénon après dégazage et pompage jusqu'à l'obtention d'une pression de 10^{-6} mm de Hg. Afin d'éviter toute contamination du gaz, les liaisons mécaniques entre les parties essentielles du détecteur sont réalisées à partir de joints métalliques en Indium.

- l'étanchéité optique entre les deux enceintes.

Cette chambre intermédiaire comporte d'autre part un dispositif magnétique permettant de sélectionner les cibles étudiées, ou deux cibles minces de ^{252}Cf pour le réglage et la calibration de l'électronique associée aux détecteurs.

Deux fenêtres en quartz ont été aménagées dans la paroi de chacune des deux enceintes ; elles permettent de transmettre les impulsions lumineuses vers deux photomultiplicateurs montés en coïncidence pour diminuer le bruit de fond.

4/ Appareillage électronique :

Chacune des deux enceintes est équipée de deux photomultiplicateurs XP 118 appariés en gain, choisis pour leur réponse spectrale dans l'ultra-violet et leurs dimensions réduites : (photocathode de type U de diamètre utile égal à 14 mm) .

Ces photomultiplicateurs sont alimentés sous une tension négative voisine de 1800 Volts permettant d'obtenir un gain de 10^7 . Le pont diviseur qui a été conçu pour alimenter le photomultiplicateur fournit des différences de potentiel égales entre les premières dynodes et les différences de poten-

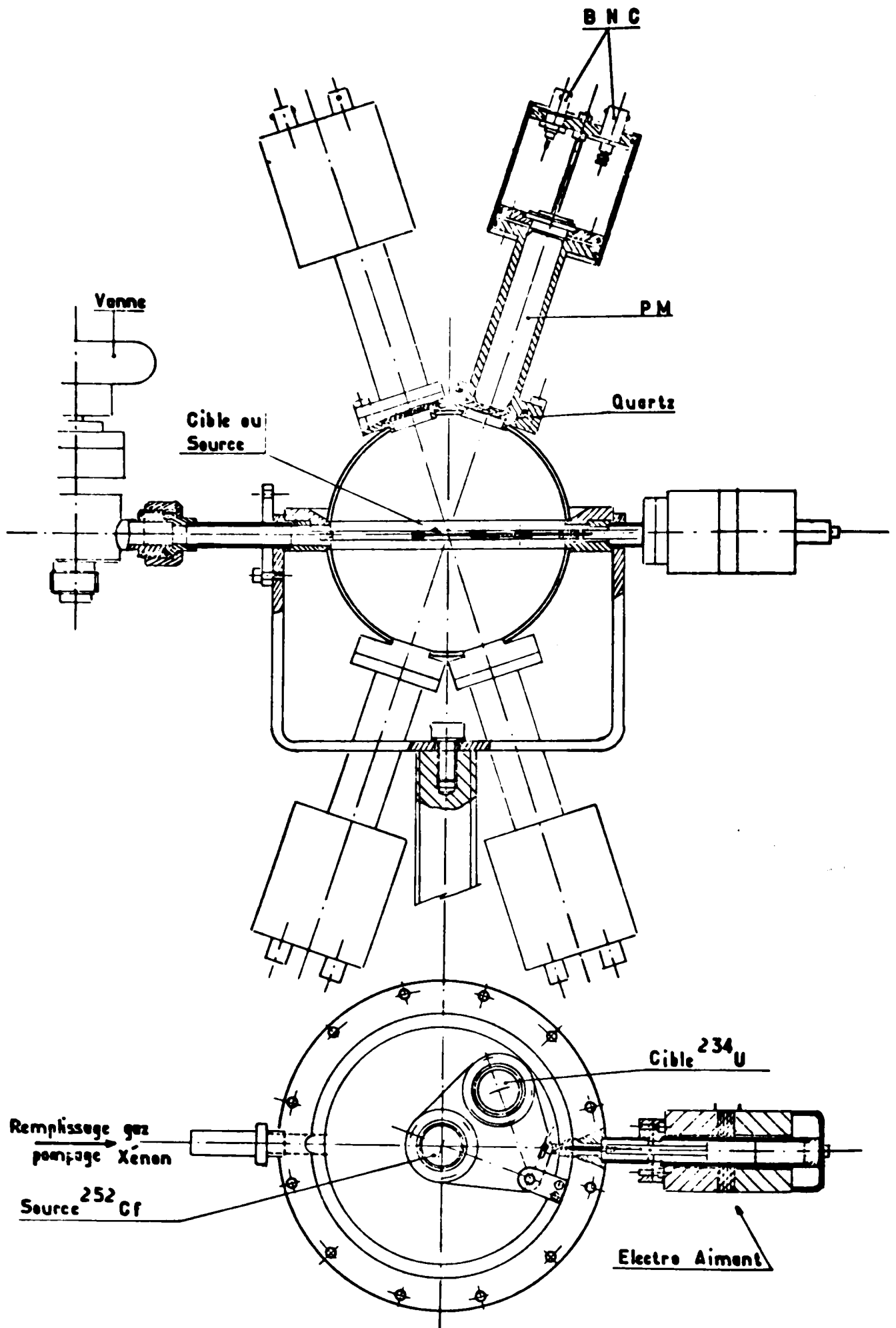


Fig. II. 8 : Schéma de principe de l'enceinte de détection.

a) vue générale

b) porte échantillon mobile.

tiel plus élevées entre les dernières dynodes. Cette répartition, jointe au fait que ce pont présente un fort débit, permet d'obtenir pour des flux lumineux importants (provoqués par la radioactivité alpha naturelle de l'échantillon étudié) des courants anodiques élevés sans risque de saturation.

Chacun de ces ponts diviseurs est équipé :

- d'une sortie anodique rapide (résistance de charge 50 Ω) sur laquelle est prélevée l'information temps ;
- d'une sortie lente (résistance de charge 10 k Ω) prise au niveau de la dernière dynode, sur laquelle est prélevée l'information énergie de la particule détectée.

Comme nous pouvons le voir sur les figures synoptiques (II. 9 et 10) :

- chaque chaîne linéaire comprend un préamplificateur et un amplificateur linéaire connecté à un discriminateur et à un sélecteur multicanaux ;
- chacune des chaînes rapides comprend un amplificateur rapide large bande et un discriminateur à fraction constante.

Pour chaque enceinte les signaux rapides détectés par les deux photomultiplicateurs attaquent simultanément un convertisseur temps-amplitude et un circuit de coïncidences rapides.

5/ Mise au point en laboratoire du détecteur :

Les qualités luminescentes du Xénon nous ont conduit à porter notre choix sur ce gaz comme scintillateur. Cette mise au point a donc pour but de préciser sa pression de remplissage et l'influence de celle-ci sur les caractéristiques du compteur (Réponse en temps - Réponse en amplitude).

a) Influence de la pression de remplissage sur la réponse en amplitude -

En pratique, la luminescence est émise à partir d'un volume situé au voisinage immédiat du parcours des particules chargées détectées ; ce volume dépend donc en principe de la pression de remplissage.

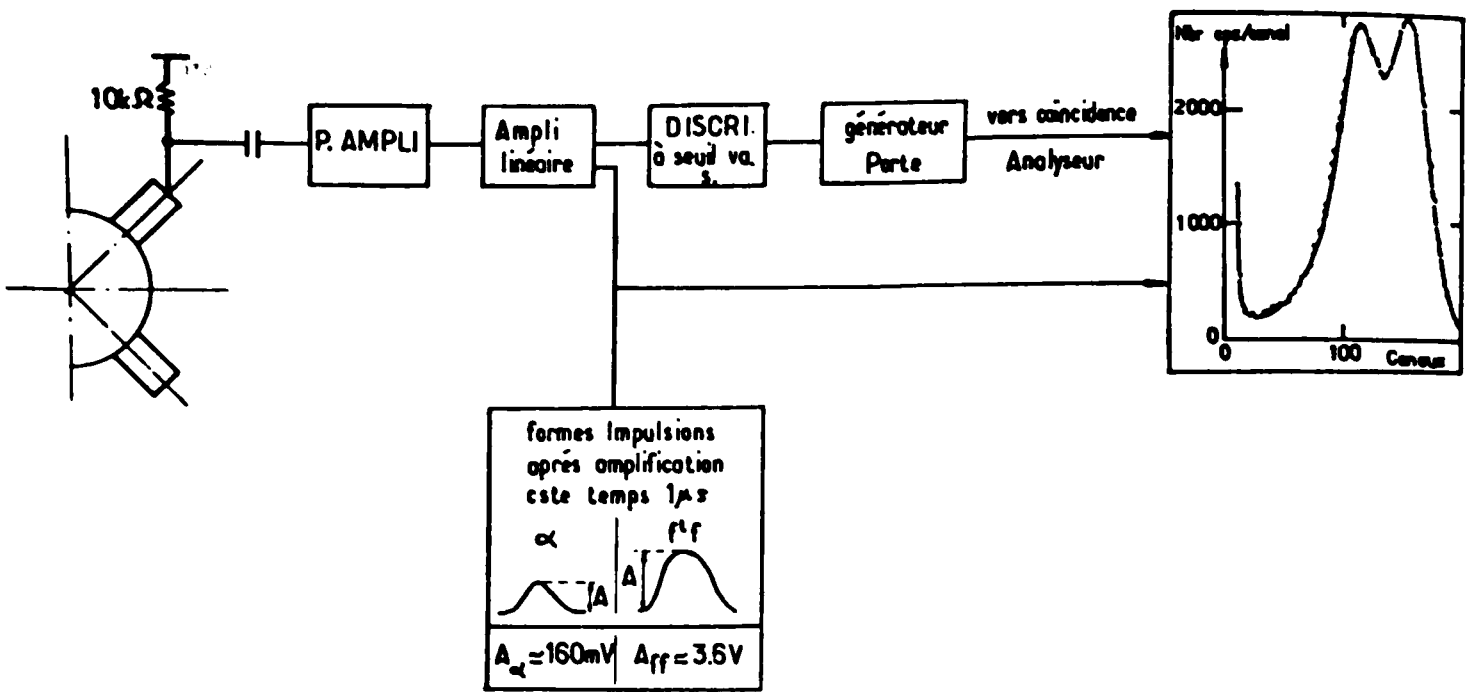


Fig. II, 9 - Schéma de principe d'une chaîne linéaire et forme des impulsions alpha et fragments de fission après amplification

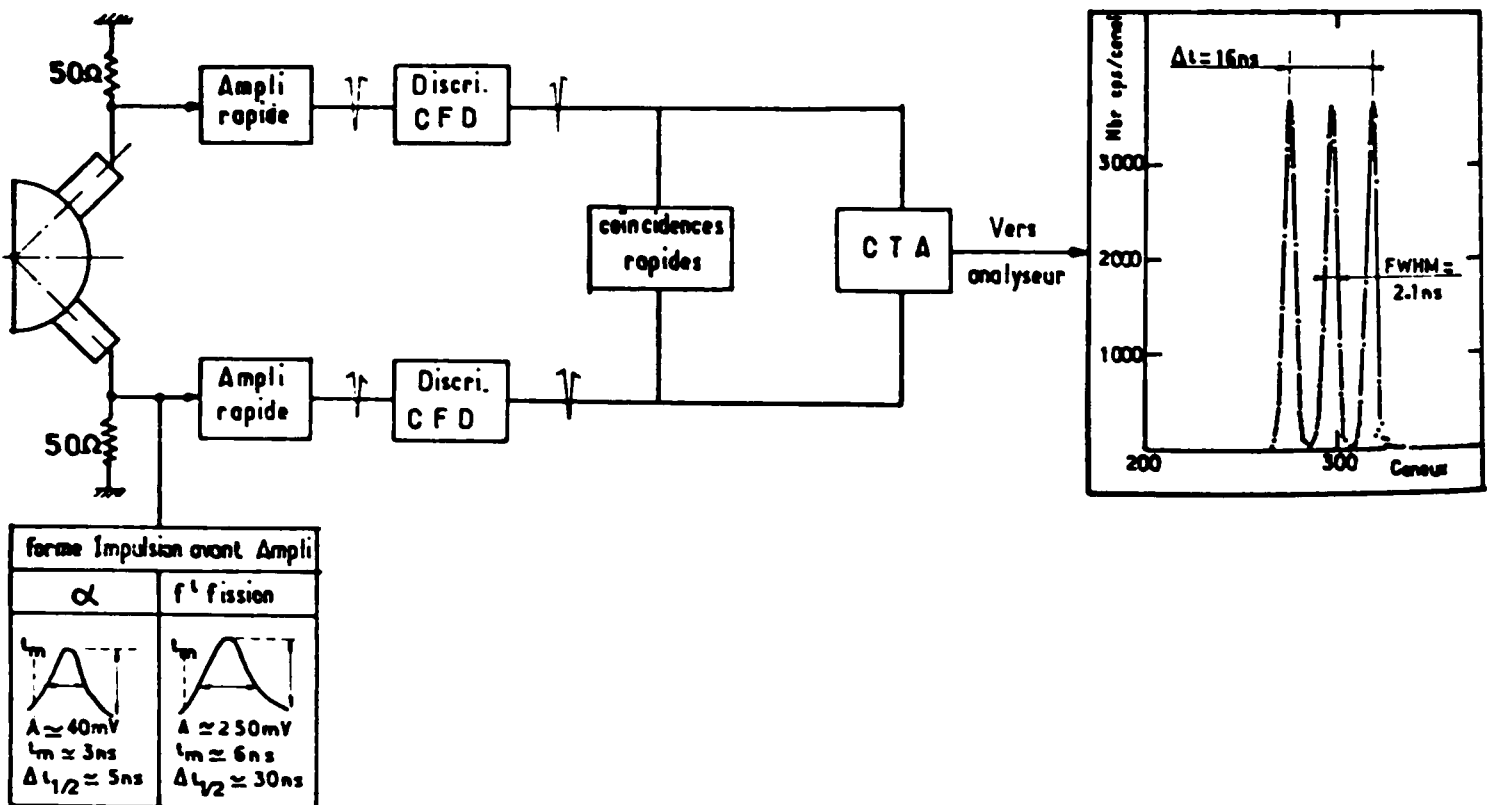


Fig. II, 10 - Schéma de principe du montage en coïncidences rapides et forme des impulsions rapides alpha et fragments de fission avant amplification.

Le faible parcours des fragments de fission et leur forte ionisation spécifique en début de parcours, permet toutefois d'utiliser des pressions de gaz comprises entre 1 et 2 kgf, pour lesquels le volume sensible de détection est très limité ; ceci présente alors un double avantage :

- de confiner l'émission de lumière au voisinage immédiat du centre du détecteur, donc en vue directe des fenêtres des photomulti-cateurs;

- de minimiser les pertes par réflexion sur les parois internes du détecteur.

Ceci est d'autant mieux vérifié que la pression de gaz atteint et dépasse 1.5 kgf/cm^2 comme le montrent les figures (II. 11, II. 12, II. 13) représentant les spectres en énergie des fragments de fission provenant d'une source mince de ^{252}Cf , et mesurés à 3 pressions de gaz différentes : 1 kgf/cm^2 ; 1.5 kgf/cm^2 et 2 kgf/cm^2 .

On notera dans chaque cas la très bonne séparation entre les particules alpha et les fragments de fission avec cependant une amélioration sensible du rapport pic sur creux pour une pression supérieure à 1.5 kgf/cm^2 .

Au-delà de cette pression, la résolution en énergie est alors suffisante pour séparer les distributions en énergie respectives des fragments lourds et légers (Figure II. 13).

b) Influence de la pression de remplissage sur la résolution en temps -

L'observation de la figure (II. 10) montre que les impulsions produites respectivement par les particules alpha et par les fragments de fission sont très différentes (temps de montée et largeur à mi-hauteur).

En première approximation, les largeurs de ces impulsions proviennent :

- de la réponse propre du photomultiplicateur
- de la constante de temps du circuit d'anode (résistance charge 50Ω et capacité parasite de l'anode et du coaxial : $\tau \simeq 0.5 \text{ ns}$);
- de la réponse de l'oscilloscope : $\tau_{\text{osc}} \simeq 0.8 \text{ ns}$.

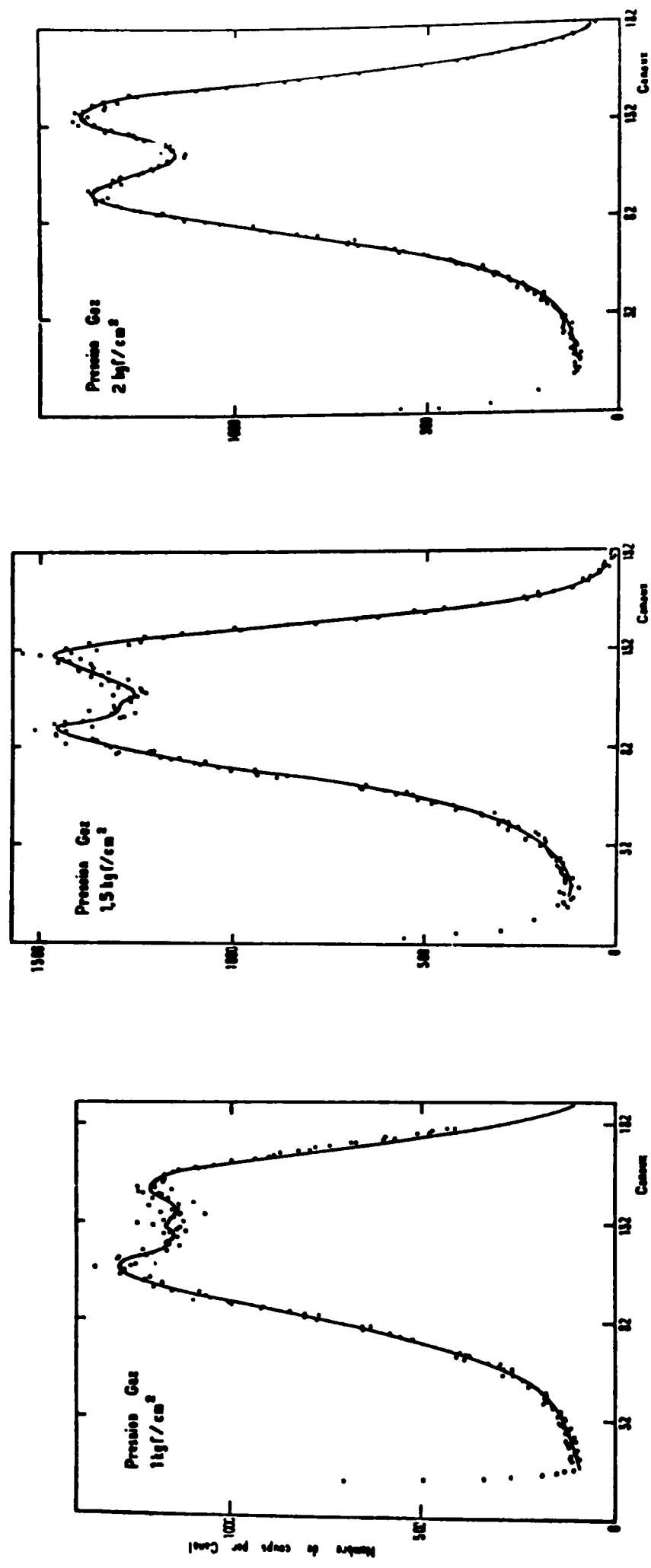


Fig. II. 11, 12, 13. - Spectre en énergie des fragments de fission de Californium mesuré, pour différentes pressions du gaz de remplissage. (Xénon 1kgf/cm^2 , 1.5kgf/cm^2 , et 2kgf/cm^2).

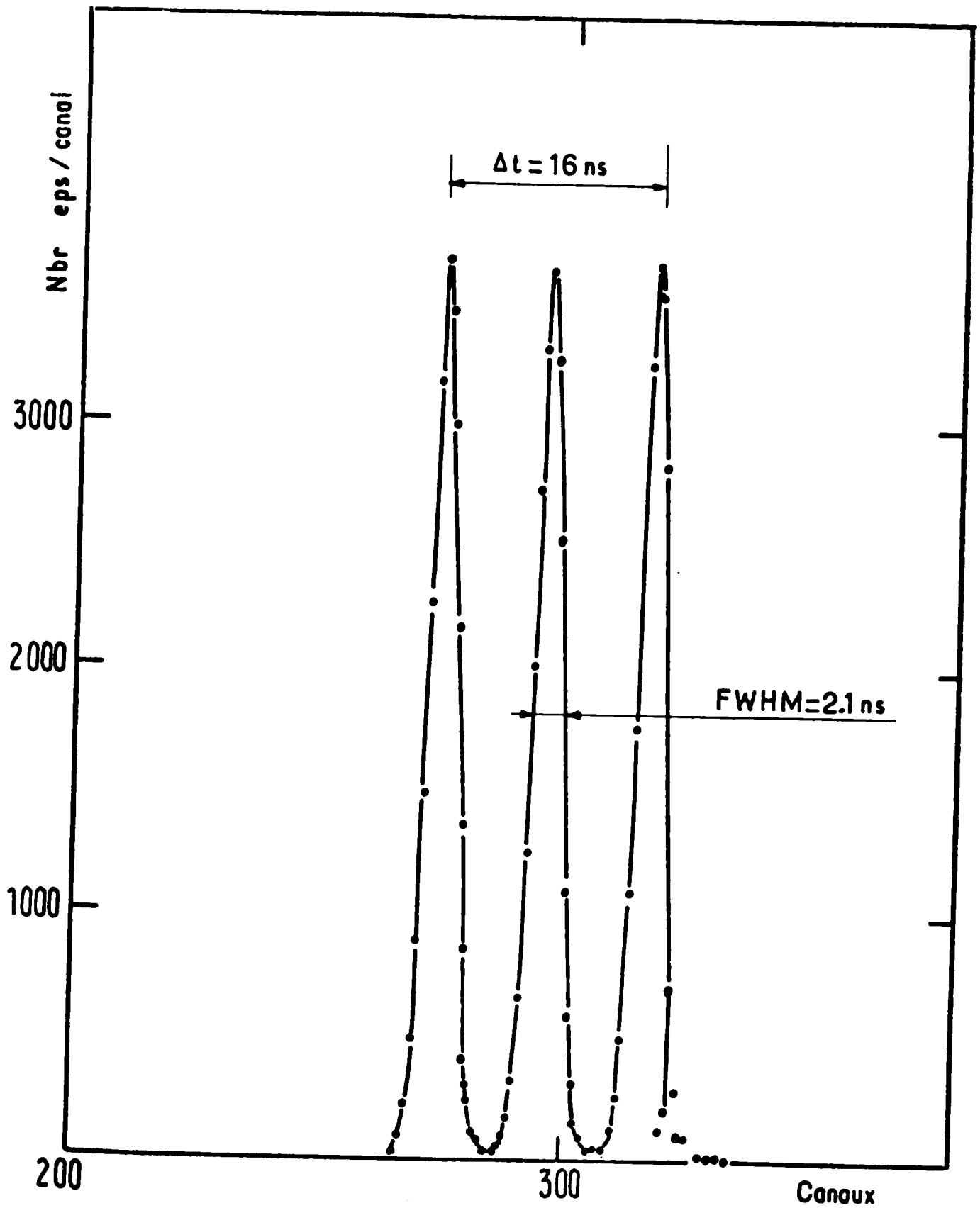


Fig. II, 14 - Fonction réponse en temps du montage rapide mesurée à l'aide d'une source mince de Californium-252.

En supposant que ces effets s'ajoutent quadratiquement :

$$t_{m o}^2 = t_{m v}^2 + t_{osc}^2 + t_{P.M.}^2 + \tau^2$$

où $t_{m o}$ = temps de montée observé

$t_{m v}$ = temps de montée réel

nous obtenons un temps de luminescence pour les impulsions produites :

- par les particules alpha : $t_{mv}^{\alpha} \approx 1.4 \text{ ns}$

- par les fragments de fission : $t_{mv}^f \approx 5.4 \text{ ns}$.

Il est remarquable de constater que les impulsions induites par les deux types de particules ont des formes différentes ; le fait que la durée de luminescence associée aux fragments soit plus grande peut correspondre à des durées de ralentissement différentes pour les particules α et les fragments, ou à des mécanismes d'excitation différents.

Pour la gamme de pression envisagée, nous avons observé une légère amélioration de la résolution en temps du système avec la pression (la largeur à mi-hauteur du pic fourni par le convertisseur temps-amplitude passe de 3 ns à 2 ns lorsque la pression augmente de 1 à 2 kg/cm²) entre 1 kgf/cm² ($\Delta t_{1/2} = 3 \text{ ns}$) et 2 kgf/cm² ($\Delta t_{1/2} = 2 \text{ ns}$). Figure (II. 14) .

III - MESURE DE LA FONCTION D'EXCITATION DE LA
REACTION $^{234}\text{U}(n, f)$ -

A) TRAVAUX ANTERIEURS -

Le nombre de travaux expérimentaux consacrés à l'étude de cette réaction est extrêmement faible puisqu'il se limite à deux études très anciennes et d'importance inégales.

WHITE et ses collaborateurs²³⁾ ont mesuré la section efficace de fission de cette réaction pour 5 valeurs seulement de l'énergie des neutrons incidents (40 keV ; 67 keV ; 127 keV ; 312 keV et 505 keV).

LAMPHERE²⁴⁾ a mesuré la fonction d'excitation de cette réaction pour une gamme d'énergies des neutrons incidents comprise entre 150 keV et 1 300 keV. Cette étude systématique, effectuée avec une résolution en énergie voisine de 20 keV, ne fait apparaître aucune structure particulière si ce n'est deux structures très larges (à 300 keV et 830 keV) dont une très prononcée à 830 keV.

Les résultats de ces travaux sont reportés sur la figure (II. 15).

A l'aide des techniques expérimentales mises au point pour ce travail, il nous a paru intéressant de reprendre cette étude systématique avec une meilleure résolution en énergie.

B) PRINCIPE DE LA MESURE -

La section efficace de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$ est mesurée relativement à celle de l' ^{235}U , qui est parfaitement connue dans toute la gamme d'énergie étudiée.

A cet effet, la mesure comprend la détection des fragments de fission émis par deux cibles d' ^{234}U et d' ^{235}U placées dos à dos au centre de notre détecteur.

Le rapport des taux de comptage fournis par les deux enceintes est alors proportionnel au rapport des sections efficaces de fission des noyaux ^{234}U et ^{235}U .

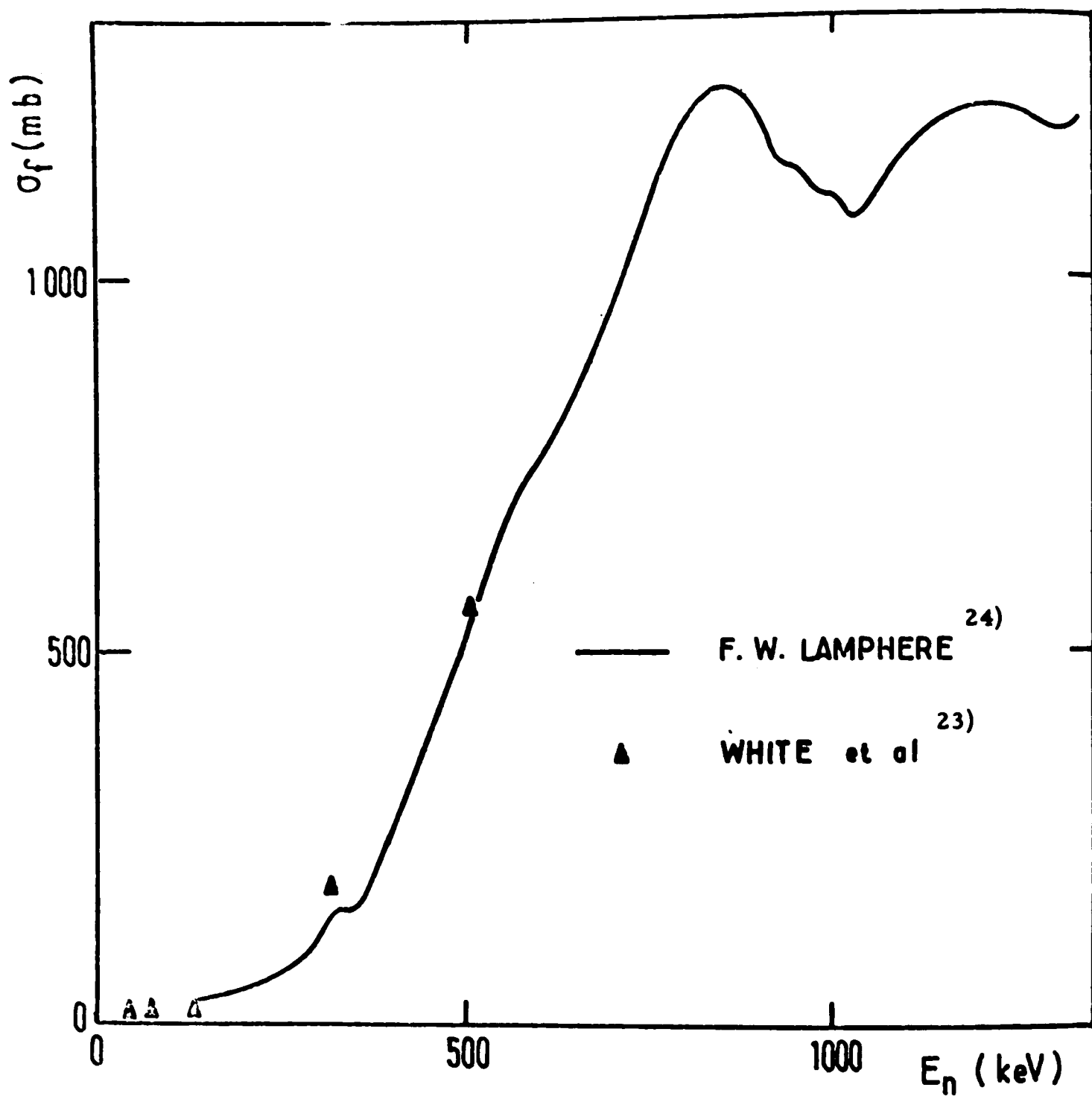


Fig. II. 15 - Section efficace de fission de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$.

C) DESCRIPTION DE LA MESURE -

1/ Dispositif expérimental :

Le scintillateur gazeux est disposé de telle sorte que les cibles d' ^{234}U et d' ^{235}U soient situées à 10 cm de la cible de fluorure de lithium d'où sont issus les neutrons dans la direction des protons incidents, figure (II. 16). Son orientation est telle que le plan des cibles fait un angle de 45° par rapport à la direction moyenne du faisceau de neutrons incidents dont le flux est contrôlé en permanence par un compteur BF 3 situé à 1 m de leur point d'émission.

2/ Caractéristiques des cibles :

Deux cibles d' ^{234}U et d' ^{235}U sont placées dos à dos sur un support placé dans la chambre intermédiaire de notre détecteur.

Cible d'Uranium-234 : cette cible a été obligeamment préparée par le service de Chimie Nucléaire du C. E. N. B. G. Elle a été obtenue par électrodéposition d'Uranium-234 sur un support de Nickel de 10μ d'épaisseur pour un diamètre utile de 2 cm. Son épaisseur est de 0.8 mg/cm^2 . La cible comprend donc un poids total d'Uranium-234 de 2.5 mg environ. Cette cible présente une activité alpha importante ($2.3 \times 10^5 \alpha/\text{s}$).

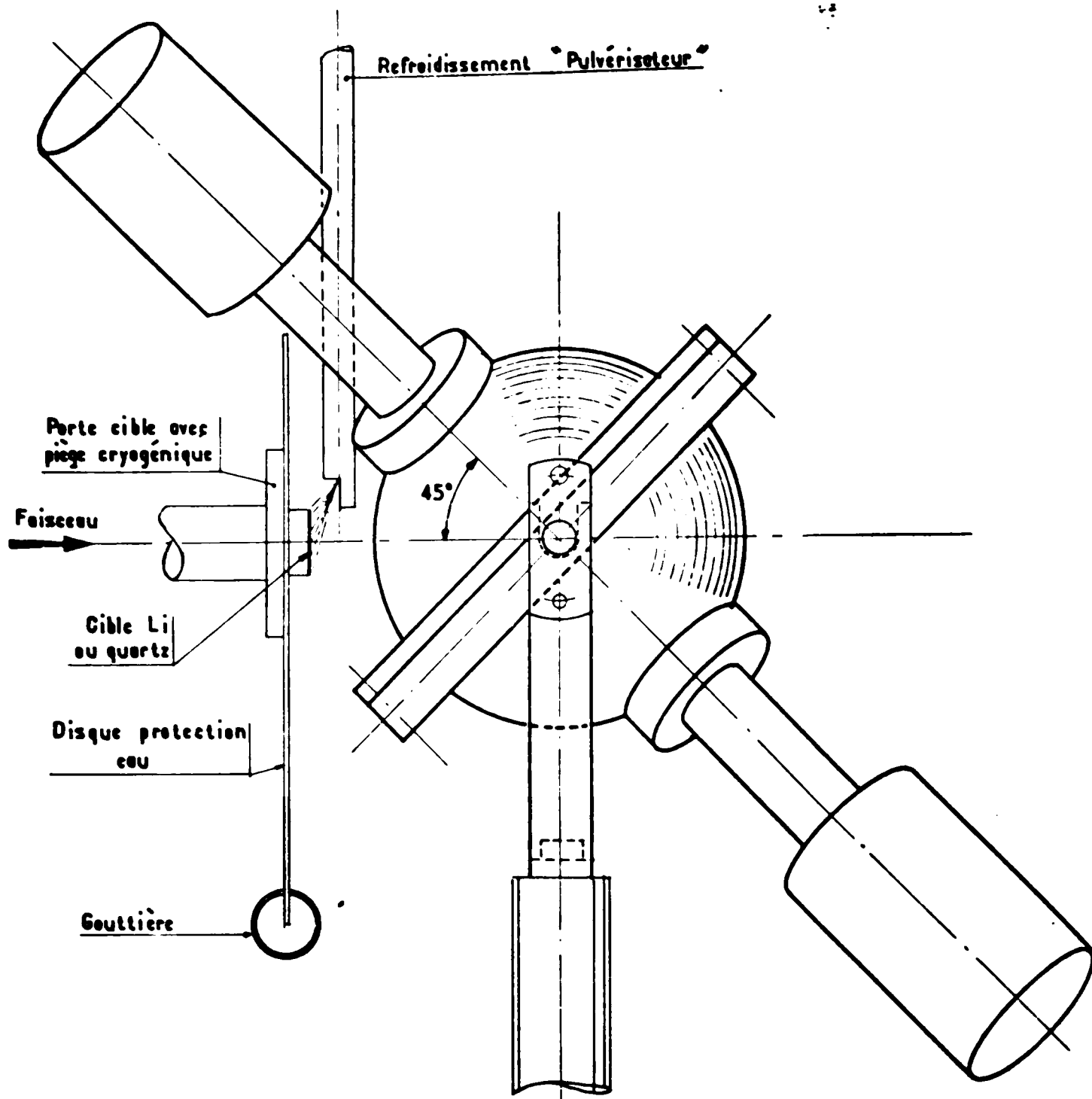
La composition isotopique de cette cible est la suivante :

^{234}U	\approx	99.68 %
^{235}U	\approx	0.062 %
^{236}U	\approx	0.01 %
^{238}U	\approx	$1.6 \cdot 10^{-4}\%$

Cible d'Uranium-235 : La cible a été préparée au C. B. N. M. de GEEL; elle présente une épaisseur de 2 mg/cm^2 et a été également obtenue par électrodéposition sur un disque d'aluminium de 500μ d'épaisseur pour un diamètre utile de 20 mm.

La composition isotopique de cette cible est la suivante :

^{235}U	\approx	99.5 %
^{234}U	\approx	0.168 %
^{236}U	\approx	0.025 %
^{238}U	\approx	0.302 %



**Fig. II.16 - Mise en place du détecteur à scintillation gazeuse
 auprès de l'Accélérateur Van de Graaff .**

3/ Appareillage électronique et mise en oeuvre :

L'électronique associée au détecteur est située au voisinage immédiat du dispositif expérimental.

Les connexions les plus courtes possibles ont été réalisées afin d'éviter toute distorsion ou atténuation des impulsions provenant du détecteur.

L'appareillage électronique équipant chacune des enceintes permet de réaliser le montage rapide décrit lors de la mise au point de notre détecteur (Figure II. 10).

Pour chacune des enceintes, les impulsions rapides, après amplification et discrimination, attaquent en parallèle un circuit de coïncidences rapides et un convertisseur temps-amplitude.

Un montage auxiliaire monté sur l'un des photomultiplicateurs permet la sélection en énergie des événements détectés sur les voies rapides (Figure II. 17). L'emploi de ce dispositif s'est révélé très utile pour limiter le bruit de fond particulièrement gênant à basse énergie, où la section efficace de fission est très faible.

Ce bruit de fond est essentiellement constitué par le rayonnement gamma intense provenant des réactions parasites, comme la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)$, et détecté directement (par effet photoélectrique et Compton) dans le gaz du scintillateur, ou par interaction avec les photocathodes ou les premières dynodes des photomultiplicateurs.

Observé à l'oscilloscope rapide, ce bruit de fond se caractérise par des impulsions de faible amplitude, mais dont l'ordre d'empilements est suffisamment élevé pour atteindre l'amplitude des impulsions des fragments de fission à faible énergie (les fragments lourds par exemple).

Le discriminateur à seuil variable, placé sur la voie linéaire, permet donc un conditionnement supplémentaire sur l'énergie de l'évènement détecté (supérieure à ce bruit de fond) dans un intervalle correspondant à la résolution en temps du système.

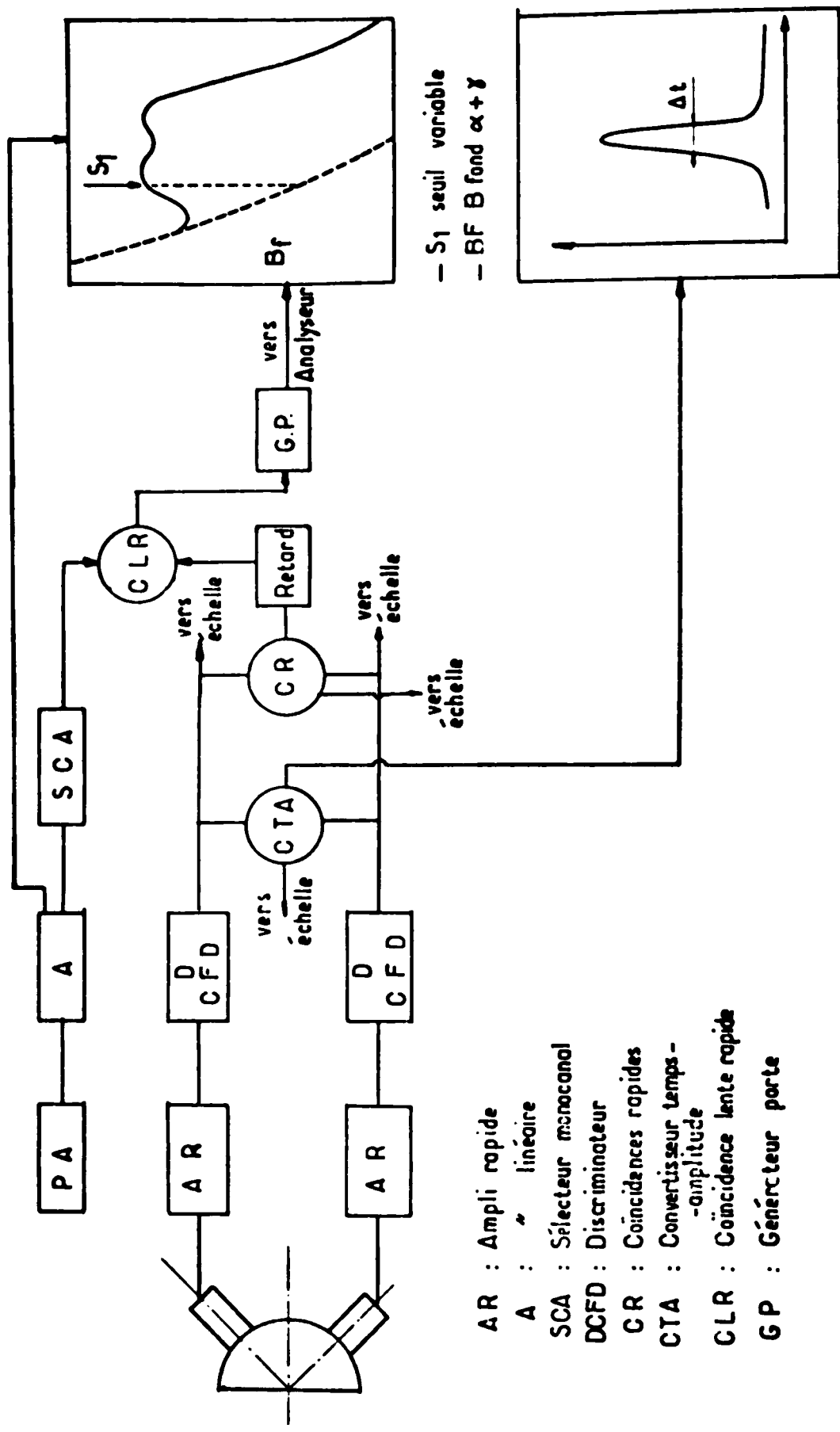


Fig. II. 17 - Schéma de principe du montage lent-rapide équipant chacune des enceintes du détecteur.

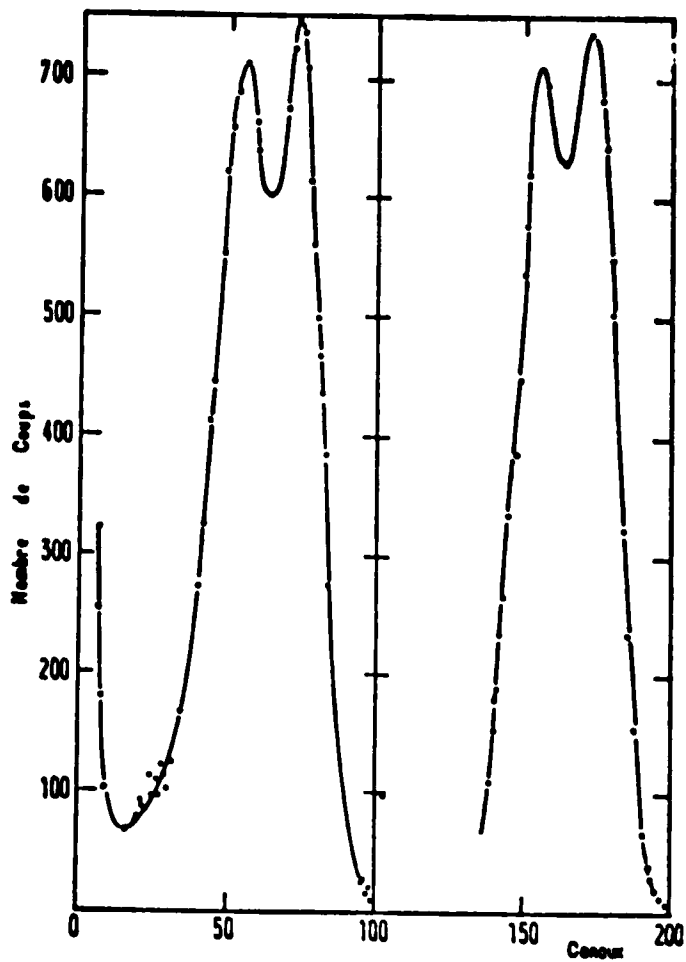


Fig. II. 18 - Réglage des seuils sur les voies rapides .
 a) spectre direct b) spectre discriminé

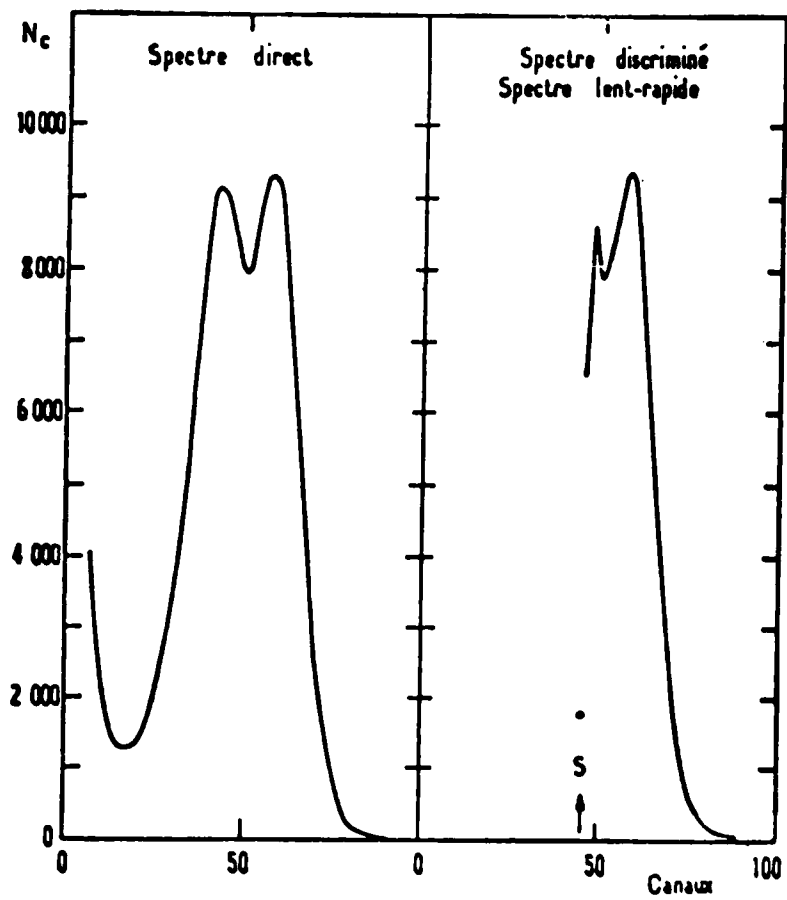


Fig. II. 19 - Réglage des seuils sur le montage lent-rapide .
 a) spectre direct b) spectre discriminé

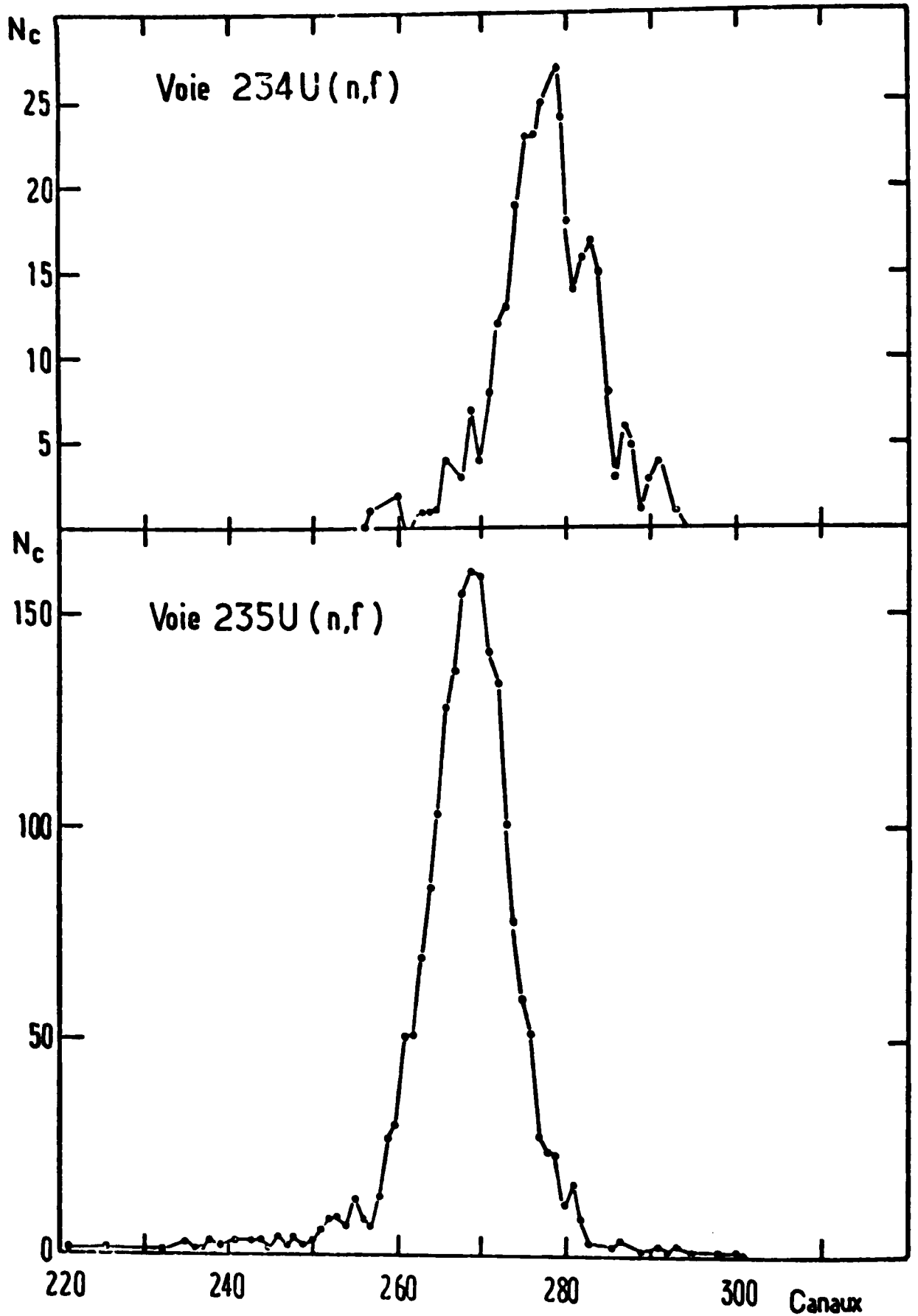


Fig. II. 20 - 21 - Allure des spectres temps détectés respectivement sur les voies $^{234}\text{U}(n,f)$ et $^{235}\text{U}(n,f)$.

4/ Acquisition et traitement des données :

L'électronique importante exigée pour ce travail nécessite un contrôle continu de son bon fonctionnement (stabilité des hautes tensions, des seuils de discrimination, etc..)

Il est assuré, pour chacune des deux enceintes :

- par le comptage sur échelle des impulsions délivrées par les voies simples (2 voies rapides, une voie lente), et par les circuits de coïncidence (rapide et lent-rapide).

Un contrôle périodique des seuils de discrimination est en outre effectué à l'aide des deux sources minces de ^{252}Cf équipant chacune des deux enceintes. Les deux spectres discriminés correspondants (rapide et lent-rapide) sont portés sur les figures (II. 18 - II. 19).

- par la visualisation en continu, sur analyseur du spectre en temps délivré par le convertisseur temps-amplitude et du spectre en énergie associé (2 x 256 canaux) - Figures (II. 20 - II. 21).

Une liaison avec un ordinateur PDP 15 permet ensuite, après transfert, leur inscription sur bande magnétique.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Nous avons mesuré la section efficace de fission de l' ^{234}U pour des énergies de neutrons comprises entre 200 keV et 1 MeV, en utilisant une résolution en énergie globale des neutrons incidents et un pas en énergie de 5 keV.

Pour chaque point de mesure, cette section efficace est calculée à partir de celle de l' ^{235}U qui est bien connue dans cette gamme d'énergies, à partir de la relation :

$$\sigma_f(^{234}\text{U}) = K \cdot \frac{N_4}{N_5} \sigma_f(^{235}\text{U})$$

où N_4 et N_5 représentent respectivement les taux de comptage des deux enceintes du détecteur, après soustraction du bruit de fond.

La constante K dépend du rapport entre les épaisseurs des cibles, et du rapport entre les efficacités de détection des fragments de fission par les deux enceintes. Comme ces efficacités sont difficiles à définir (nous les connaissons seulement pour les fragments émis par la source mince de ^{252}Cf), nous avons préféré normaliser nos résultats en définissant la valeur de K à partir des sections efficaces de fission des noyaux ^{234}U et ^{235}U extraites de la compilation de W. DAVEY²⁵⁾ pour l'énergie $E_n = 1 \text{ MeV}$ et à partir des taux de comptage N_4 et N_5 mesurés à 1 MeV.

$$\text{Pour l'énergie } E_n = 1 \text{ MeV , } \frac{\sigma_f(^{234}\text{U})}{\sigma_f(^{235}\text{U})} \simeq 0.89 .$$

La section efficace ainsi obtenue est reportée sur la figure (II. 22) et comparée directement aux travaux antérieurs cités ci-dessus.

L'allure générale de la section efficace de fission, que nous avons mesurée reproduit bien les résultats de LAMPHERE, mais nos mesures mettent en outre en évidence un certain nombre de sous-structures dont les plus importantes se situent :

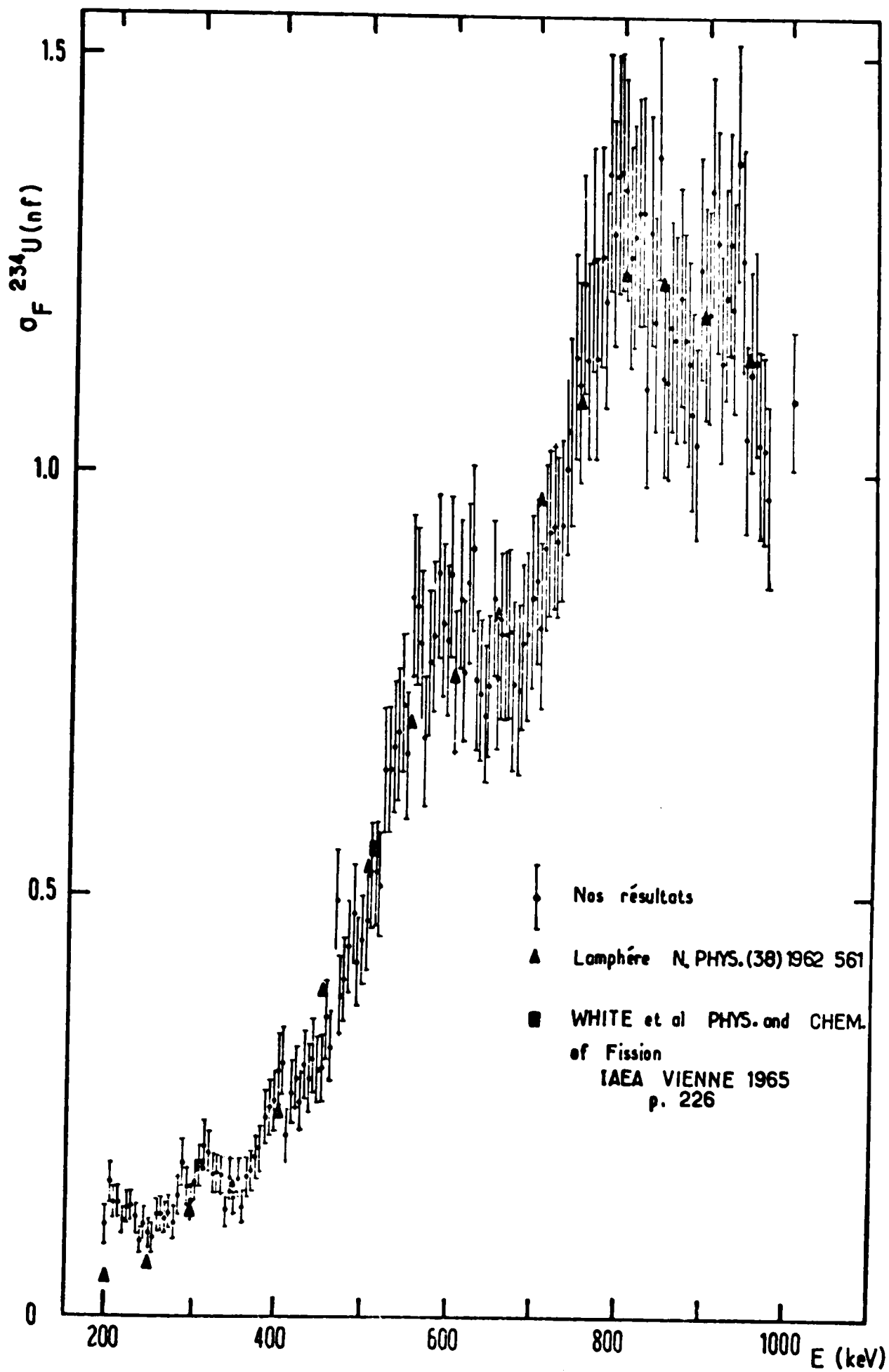


Fig. II. 22

- au voisinage de 470 keV, où nous voyons apparaître au moins deux structures dont une très apparente à 465 keV (Figure II. 23 a). Nous avons déjà observé la présence de ces deux résonances dans une étude préliminaire (Figure II. 23 b). Nous pouvons d'autre part constater que l'anisotropie des fragments de fission mesurée par LAMPHERE et l'anisotropie des fragments de fission mesurée respectivement par LAMPHERE ²⁶⁾ et BEHKAMI ²⁷⁾ (Figure II. 24) présente un minimum très prononcé vers cette énergie :

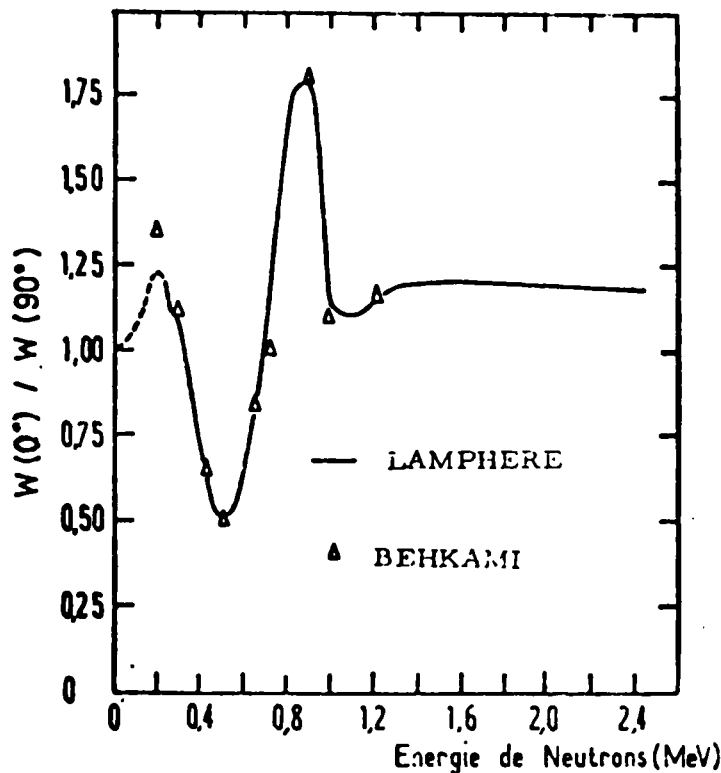


Fig. II. 24

- vers 325 keV, 600 keV et 830 keV, nous observons trois résonances larges présentant de nombreuses sous-structures incomplètement résolues. On notera que l'espacement moyen entre ces résonances (200 keV) correspond sensiblement à celui observé

par ROSSLER et ses collaborateurs ²⁸⁾ dans la réaction $^{236}\text{U}(n, f)$ pour des énergies de neutrons égales à 750 keV, 950 keV, 1150 keV et 1400 keV , Figure II. 25 .

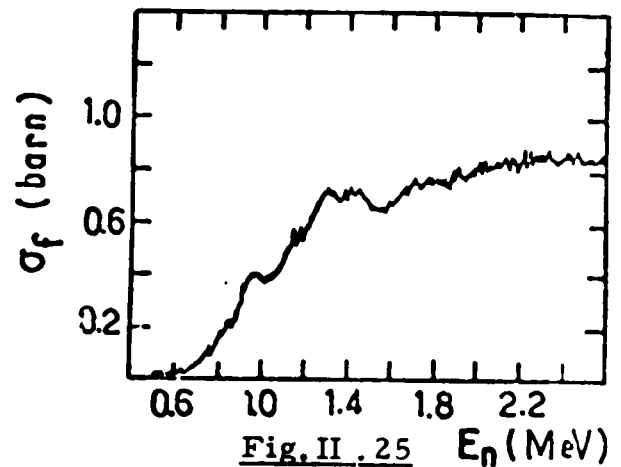


Fig. II. 25

- TROISIEME CHAPITRE -

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Avant d'analyser et d'interpréter les résultats des mesures de σ_f , nous nous proposons de présenter le modèle que nous avons utilisé pour décrire la réaction de l' $^{234}\text{U}(n, f)$.

L'interprétation de l'allure générale de la fonction d'excitation, à l'aide de ce modèle, nous a permis d'obtenir des informations sur la barrière de fission du noyau de l' ^{235}U .

Les résultats obtenus seront comparés à ceux des autres auteurs et avec les prévisions théoriques.

I - MODELE UTILISE POUR DECRIRE LE MECANISME DE LA REACTION $^{234}\text{U}(n, f)$ -

Nous supposons tout d'abord que la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$ se déroule en deux étapes successives et indépendantes (hypothèse du noyau composé).

- Formation du noyau composé, par capture d'un neutron incident de relativement faible énergie, dans l'état λ , de moment angulaire J , et de parité π . Ce noyau composé présente une déformation voisine de la déformation du noyau cible.

- Puis désexcitation de ce noyau suivant l'un des différents modes de désexcitation possibles (Figure III. 1),

aux énergies d'excitation qui nous concernent ici (5.5 - 7 MeV), le noyau peut se désexciter uniquement par :

- . émission d'un rayonnement γ
- . émission d'un neutron
- . fission du noyau.

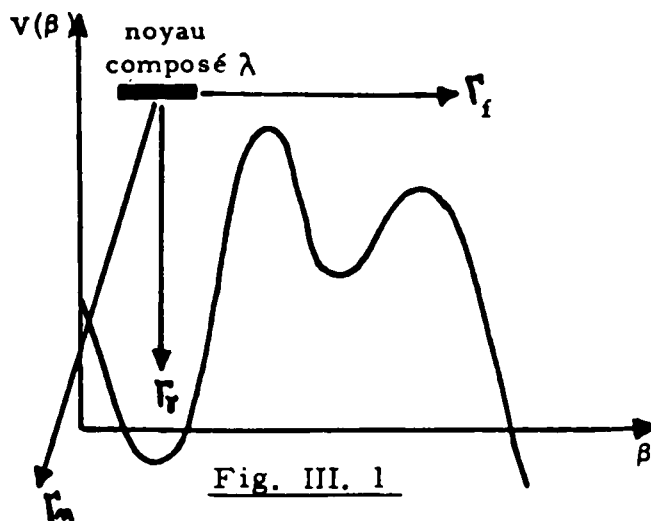


Fig. III. 1

A) CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE FORMATION DU NOYAU COMPOSE -

On se propose de calculer la section efficace de formation du noyau composé dans l'état $(J M \pi)$ où J est le spin du noyau composé M sa projection sur l'axe de quantification et π sa parité.

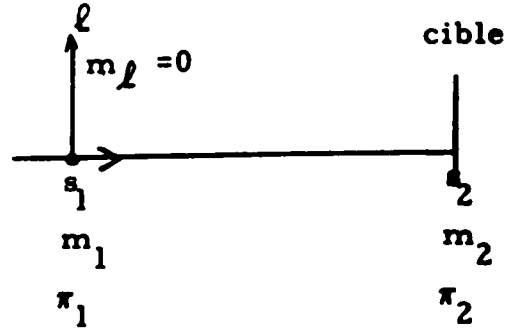
Considérons un neutron incident caractérisé par $s_1 = 1/2$, m_1 , et sa longueur d'onde réduite χ , atteignant le noyau cible (s_2, m_2, π_2) avec un moment angulaire orbital l et supposons que s_1 et l se couplent pour former le moment transféré :

$$j = l + s_1 \quad \text{avec} \quad m_j = m_{s_1} + m_l .$$

Prenons comme axe de quantification, la direction des neutrons incidents.

Dans ces conditions, la projection du moment angulaire orbital ℓ est nulle.

($m_\ell = 0$; $\pi_\ell = (-1)^\ell$ et $m_j = m_1$) .



La section efficace de formation du noyau composé s'écrit :

$$\sigma(s_1, m_1, \pi_1, \ell, j) = \pi \lambda^2 (2\ell + 1) T_\ell^j$$

où T_ℓ^j est le coefficient de transmission.

En sommant sur les différentes ondes ℓ qui contribuent au moment transféré j , nous obtenons :

$$\sigma(s_1, m_1, \pi_1, j) = \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_\ell^j \langle \ell 0 s_1 m_1 | j m_1 \rangle^2 .$$

La section efficace de formation du noyau composé (JM π) s'écrit :

$$\sigma(J, M, \pi, m_1, m_2) = \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) \sum_j T_\ell^j \langle \ell 0 s_1 m_1 | j m_1 \rangle^2 \langle j m_1 s_2 m_2 | JM \rangle^2 \Delta(\pi_1 \pi_2 (-1)^\ell \pi) .$$

Dans le cas particulier où le noyau cible a un spin nul (deux projections MJ = $\pm 1/2$ seulement pour le moment angulaire total du noyau composé), cette expression peut s'écrire sous une forme simple quand on tient compte des relations de symétrie des coefficients de CLEBSH-GORDON :

$$\sigma_{Nc}(JM\pi) = \frac{\pi \lambda^2}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \left[\delta(\pi_2 \pi) T_{\ell=0}^{j=1/2} + \sum_{\ell > 0} \delta(\pi_2 (-1)^\ell \pi) \pi (2J+1) \left[T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + T_{\ell}^{j=\ell-1/2} \right] \right]$$

nous obtenons alors, si $s_1 = \frac{1}{2}$ et $s_2 = 0$:

$$\sigma_{Nc}(JM\pi) = \frac{\pi \lambda^2}{2} \left[\delta(\pi_2 \pi) T_{\ell=0}^{j=1/2} + \sum_{\ell > 0} \delta(\pi_2 (-1)^\ell \pi) (2J+1) \left[T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + T_{\ell}^{j=\ell-1/2} \right] \right]$$

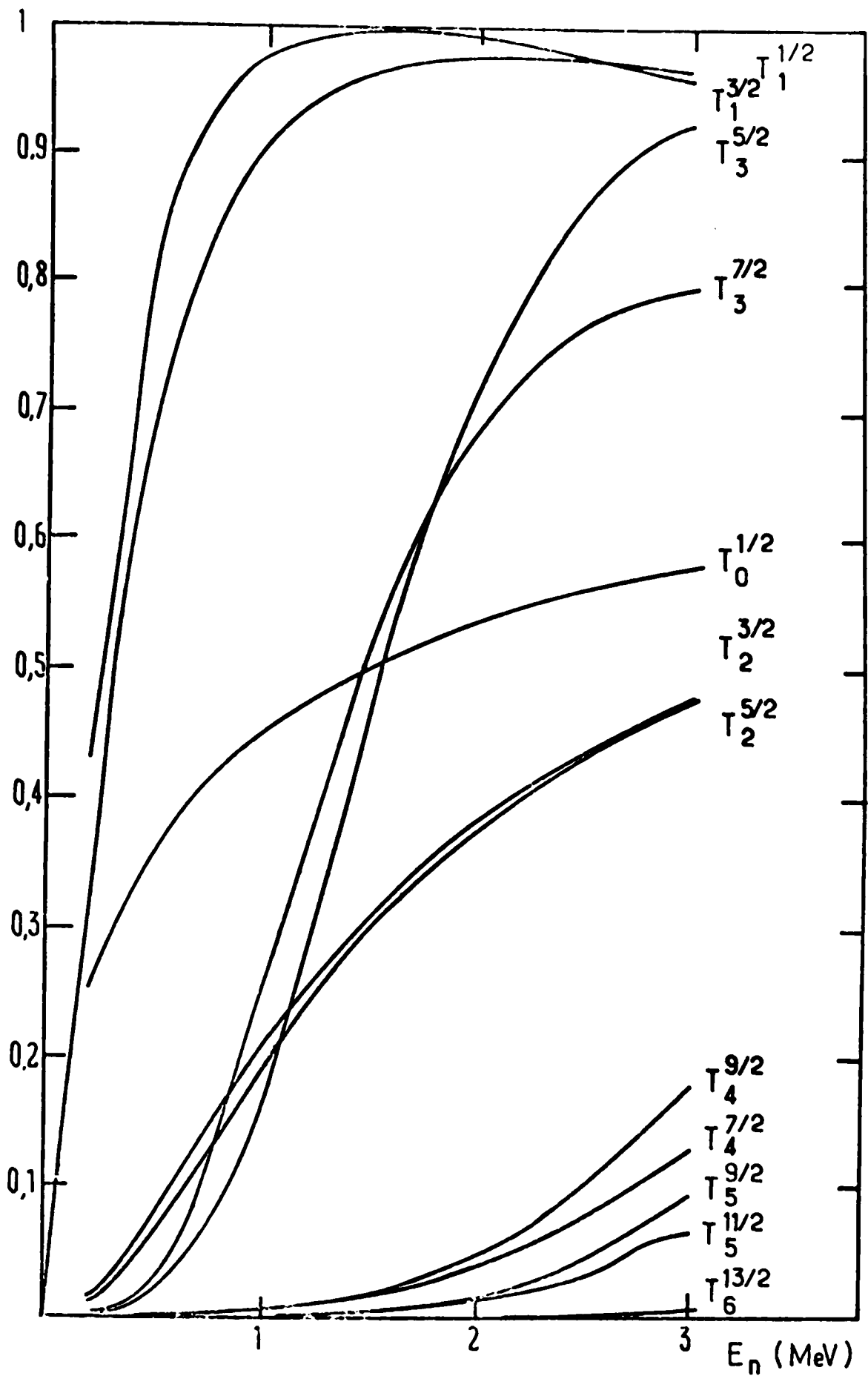


Fig.III. 2 - Coefficients de transmission des neutrons pour $A = 234^{29}$.

La figure (III. 2) représente les coefficients de transmission que nous utilisons pour calculer la valeur moyenne de la section efficace de formation du noyau composé ; ces coefficients sont calculés par PEREY et BUCK²⁹⁾ à l'aide d'un potentiel optique non local.

La variation de la section efficace totale de formation du noyau composé en fonction de l'énergie des neutrons incidents est représentée sur la figure (III. 3)

$$\sigma_t^{Nc}(E_n) = \sum_{J\pi} \sum_{M=-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \langle \sigma_{Nc}(J\pi ME) \rangle$$

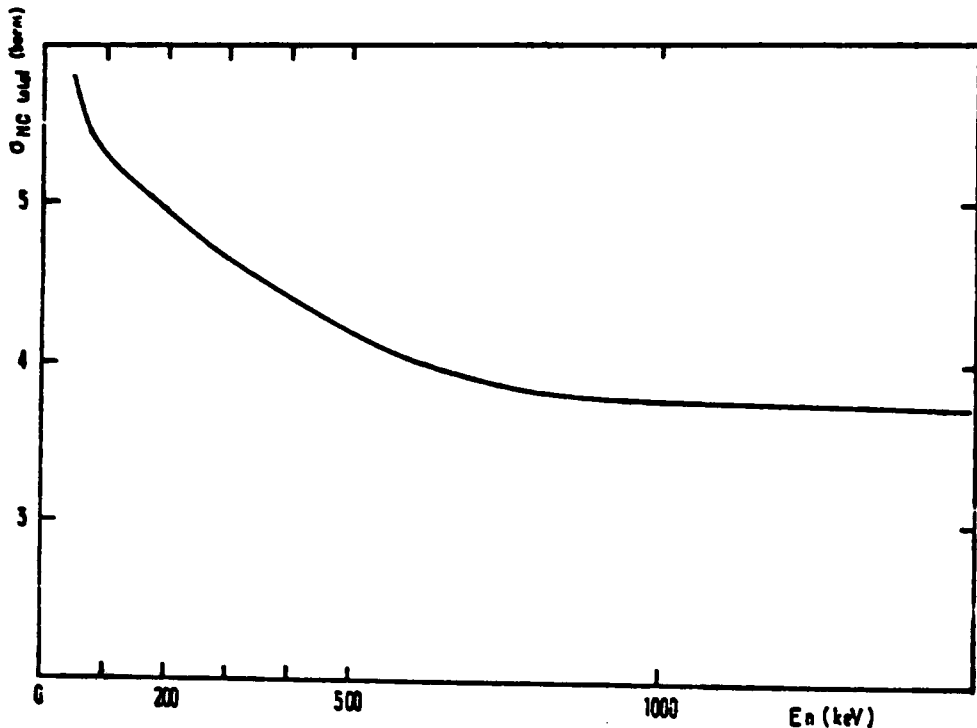


Fig. III. 3

Section efficace totale de formation du noyau composé (²³⁴U+n)

La contribution des différentes valeurs du moment angulaire orbital ℓ apporté par le neutron incident dans la section efficace totale de formation du noyau composé est représentée sur la figure (III. 4), on notera la contribution très importante de l'onde P ($\ell = 1$) dans la zone d'énergie variant de $E_n = 100$ keV à 1 MeV, figure (III. 5).

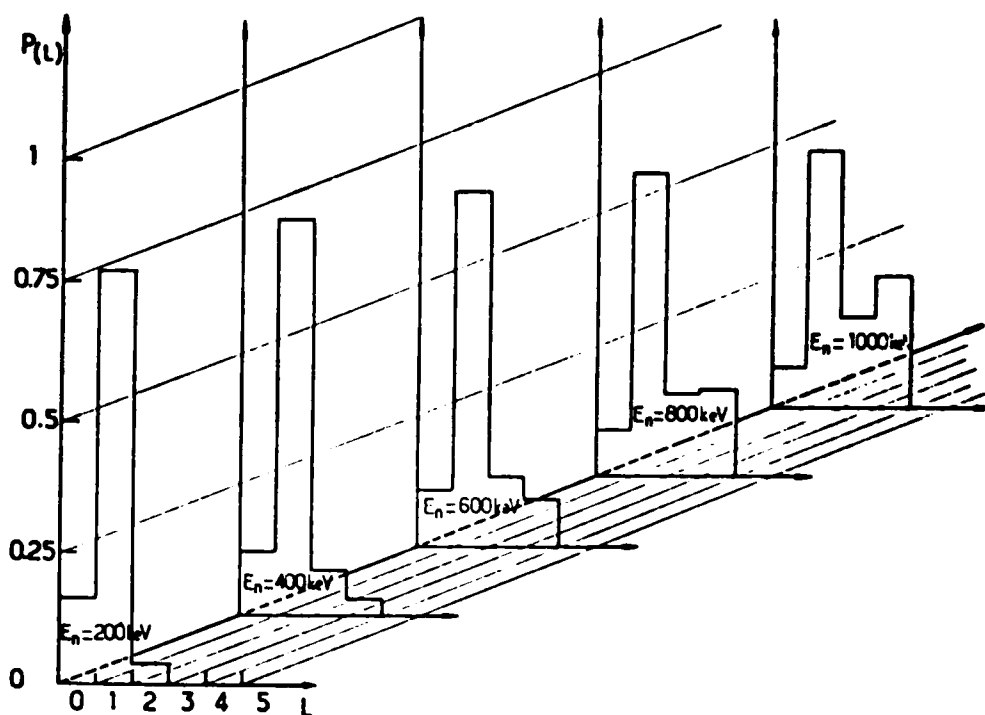
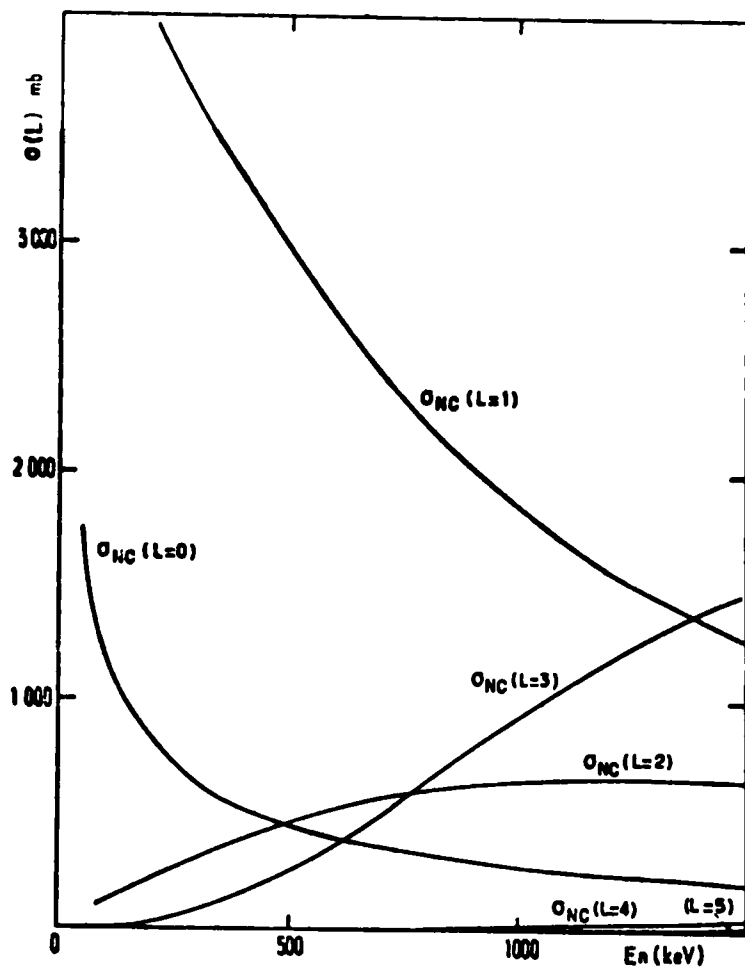


Fig. III 4 et 5 - Contribution dans la section efficace totale de formation du noyau composé des différentes valeurs du moment angulaire orbital L apporté par les neutrons.

Les figures (III. 6 et III. 7) permettent de connaître l'évolution, avec l'énergie, de la distribution du spin et de la parité du noyau composé par le calcul de :

$$\sigma_c (J, \pi, E_n) = \sum_{M=-J}^{+J} \langle \sigma_c (E_n, J, \pi, m) \rangle$$

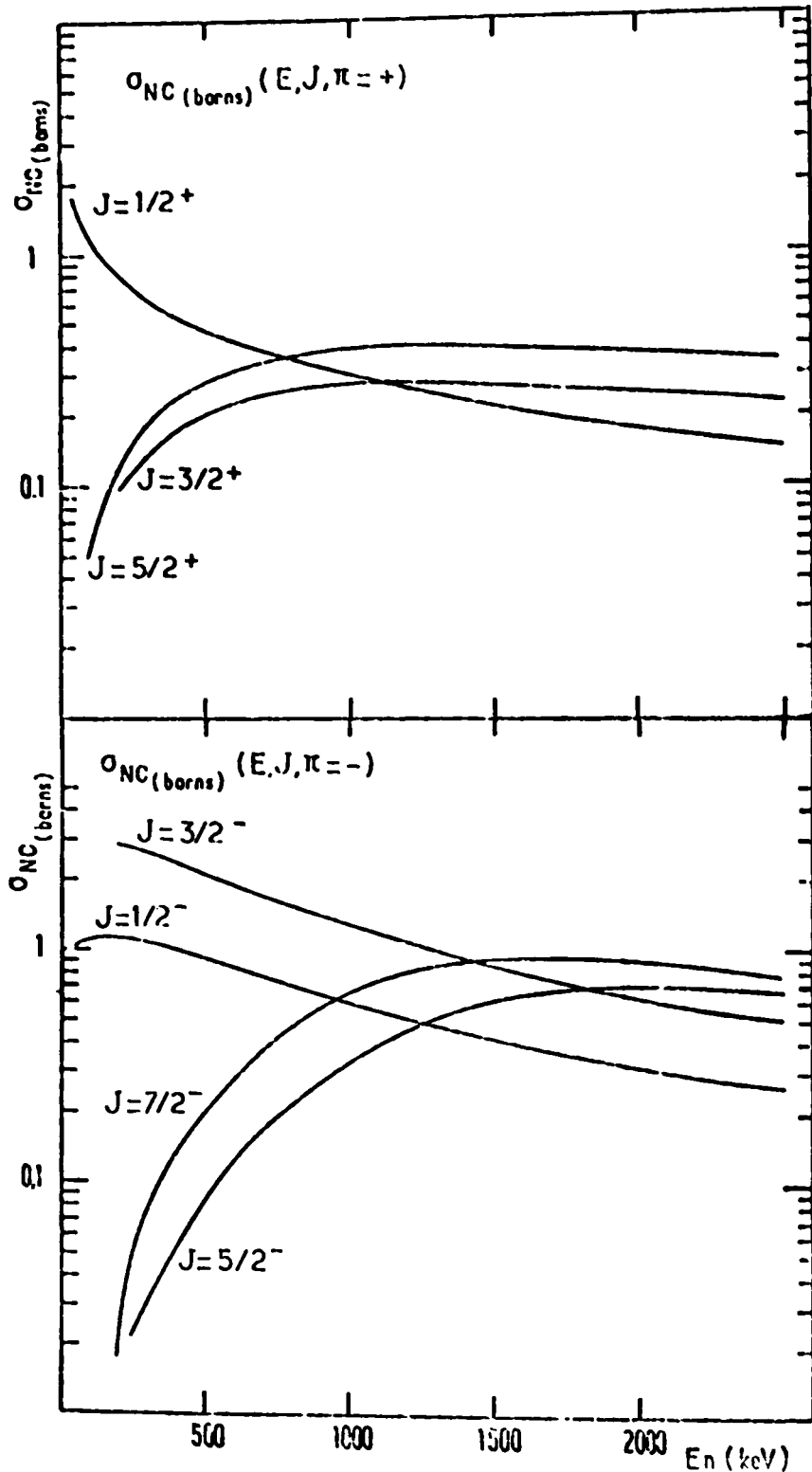


Fig. III 6 et 7 - Variation en fonction de l'énergie des neutrons de la contribution des différentes valeurs du moment angulaire dans la section efficace totale de formation du noyau composé avec les deux parités.

B) DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE -

Pour calculer la probabilité de fission d'un noyau composé, nous avons besoin de connaître les nombres effectifs de voies ouvertes associés aux différents modes de désexcitation du noyau composé (émission gamma, émission de neutron ou fission) ; nous calculons ce nombre de voies effectives en effectuant une sommation sur les coefficients de transmission correspondant aux différentes transitions possibles :

$$N_{\alpha} = \sum_i T_i^{\alpha} = 2 \pi \frac{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle}{\langle D \rangle}$$

où Γ_{α} est la largeur partielle de l'état composé λ associé à un mode de désexcitation et $\langle D \rangle$ est l'espacement moyen des niveaux (J, π) dans le premier ou le second puits à l'énergie d'excitation E^* .

1/ Désexcitation par émission gamma :

Le nombre de voies effectives $N_{J^{\pi}}^{J^{\pi}}(E^*)$ associé à la désexcitation du noyau composé (J, π, E^*) par émission de rayonnements gamma est obtenu en effectuant une sommation sur les différentes transitions possibles.

A partir d'un calcul statistique basé sur le modèle à particules indépendantes WEISSKOPF³⁰⁾ a montré que les transitions dipolaires électriques E_1 sont très nettement favorisées par rapport aux autres transitions.

Aux énergies d'excitation qui nous concernent, les états de particules n'existent que sous forme de composantes dans un grand nombre d'états du noyau composé ; à l'aide de considérations d'ordre statistique, WEISSKOPF a montré que l'on peut écrire :

$$\frac{\langle \Gamma_{E_1} \rangle}{\langle D \rangle} \approx 2.1 \times 10^{-9} A^{2/3} E^3$$

Dans ces conditions, le nombre de voies effectives d'émission

gamma s'écrit :

$$N_{\gamma}^{J\pi} = C \sum_{J_f=J-1}^{J+1} \int_0^{E^*} \rho_{\gamma}(E_F, \pi, J_f) (E^* - E_F)^3 dE_F + \sum_{E', J', \pi'} (E^* - E_F)^3$$

où $\rho_{\gamma}(E_F, \pi, J_f)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel (noyau composé dans son premier puits).

Comme nous allons le voir dans le chapitre consacré aux densités de niveaux, les densités de niveaux que nous utilisons sont des densités continues qui ne rendent pas suffisamment compte des états collectifs de basse énergie. Pour compenser ceci, on ajoute donc un spectre discret à la densité continue à basse énergie ($E \leq 1$ MeV).

A basse énergie, le nombre de voies effectif comprend donc deux termes ; un terme correspondant à la densité de niveaux continue et un terme correspondant au spectre discret.

Dans le cas de la désexcitation gamma, les transitions vers les premiers états excités

$$(E_{\gamma} \cong 6 \text{ MeV})$$

ont une contribution pratiquement négligeable (Figure III. 8), c'est la raison pour laquelle nous pouvons supprimer la contribution des états discrets.

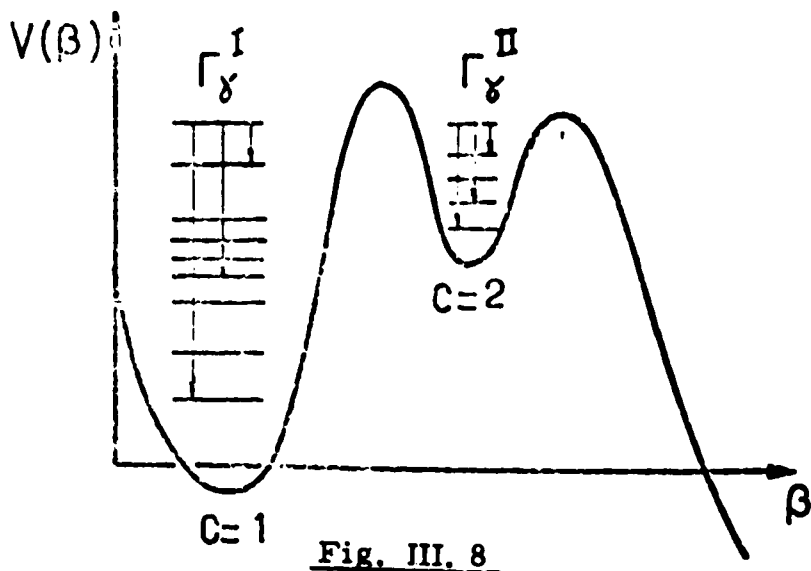


Fig. III. 8

L'expression ci-dessus s'écrit alors :

$$N_{\gamma}^{J\pi} = C \sum_{J_f=J-1}^{J+1} \int_0^{E^*} \rho_{\gamma}(E_F, \pi, J_f) (E^* - E_F)^3 dE_F$$

C est une constante de normalisation ajustée sur des résultats obtenus expérimentalement. Nous n'employons ainsi que la variation avec l'énergie de cette relation.

La valeur de C est ajustée de manière à reproduire la largeur moyenne d'émission gamma $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 31 \pm 9$ meV mesurée pour le noyau ^{235}U dans son premier puits de potentiel avec l'énergie $E^* = B_n = 5.310$ MeV.

2/ Désexcitation par émission de neutron :

Le nombre effectif de voies de sortie correspondant à l'émission de neutrons est également calculé en sommant les coefficients de transmission associés aux différentes transitions possibles.

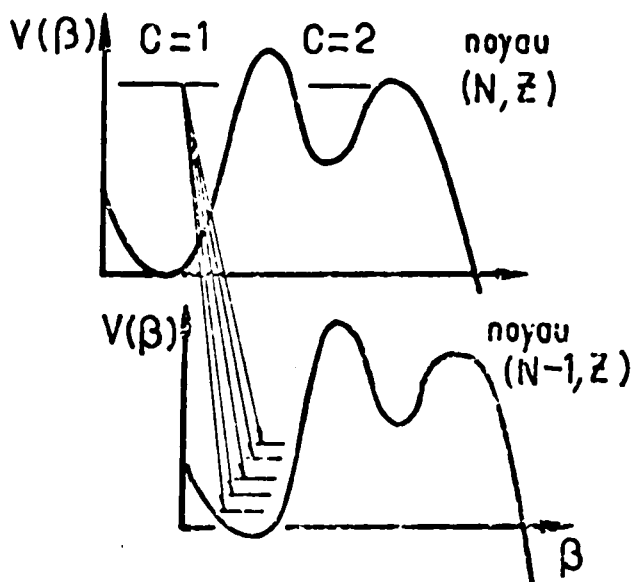
Nous supposons également que cette émission ne modifie par la déformation du noyau.

$$N_n^{J\pi}(E^*) = 2\pi \frac{\langle \Gamma_n(E^*) \rangle}{\langle D_I^{J\pi}(E^*) \rangle}$$

$$= \int_0^{E^* - B_n} \sum_{J=|J-J_f|}^{J+J_f} \sum_{\ell=J-1/2}^{J+1/2} \delta(\pi, \pi_f, (-1)^\ell) \rho(J_f, \pi_f, E_f) T_\ell^J(E_n) dE_f + \sum_{E', J', \pi'} \sum_{J=|J-J'|}^{J+J'} \sum_{\ell=J-1/2}^{J+1/2} T_\ell^j(E_n) \delta(\pi, \pi_f, (-1)^\ell$$

où ρ_n est la densité de niveaux du noyau résiduel, ℓ est le moment angulaire orbital du neutron émis avec l'énergie E_n , et j est le moment angulaire transféré par ce neutron, dont le coefficient de transmission est $T_\ell^j(E_n)$.

Après la désexcitation du noyau composé $(A+1)$ par émission d'un neutron, l'énergie d'excitation effective restera inférieure à 1 MeV dans notre expérience (Figure III. 9).



Dans ce cas, l'introduction des niveaux discrets a une influence importante sur le calcul du nombre de voies effectives $N_n^{J\pi}$ comme nous pouvons le remarquer sur la Figure (III.10) qui représente l'évolution du nombre effectif de voies neutrons avec et sans utilisation des niveaux discrets.

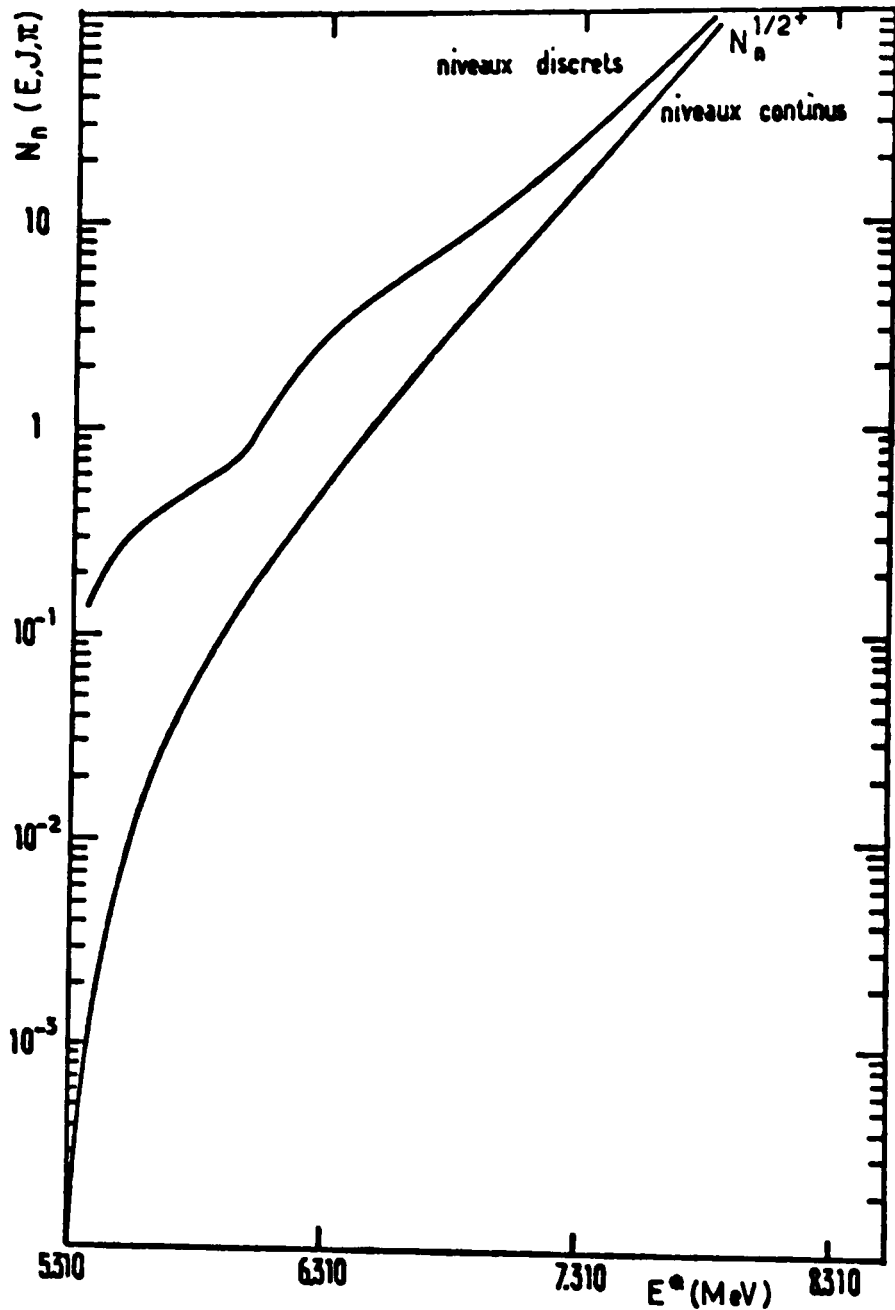


Fig. III. 10 - Variation du nombre effectif de voies de neutrons ($N_n^{1/2+}$) avec et sans la contribution des niveaux discrets.

La variation du nombre effectif de voies neutrons avec la parité et le moment angulaire du noyau composé, est représentée sur les figures (III.11 et 12).

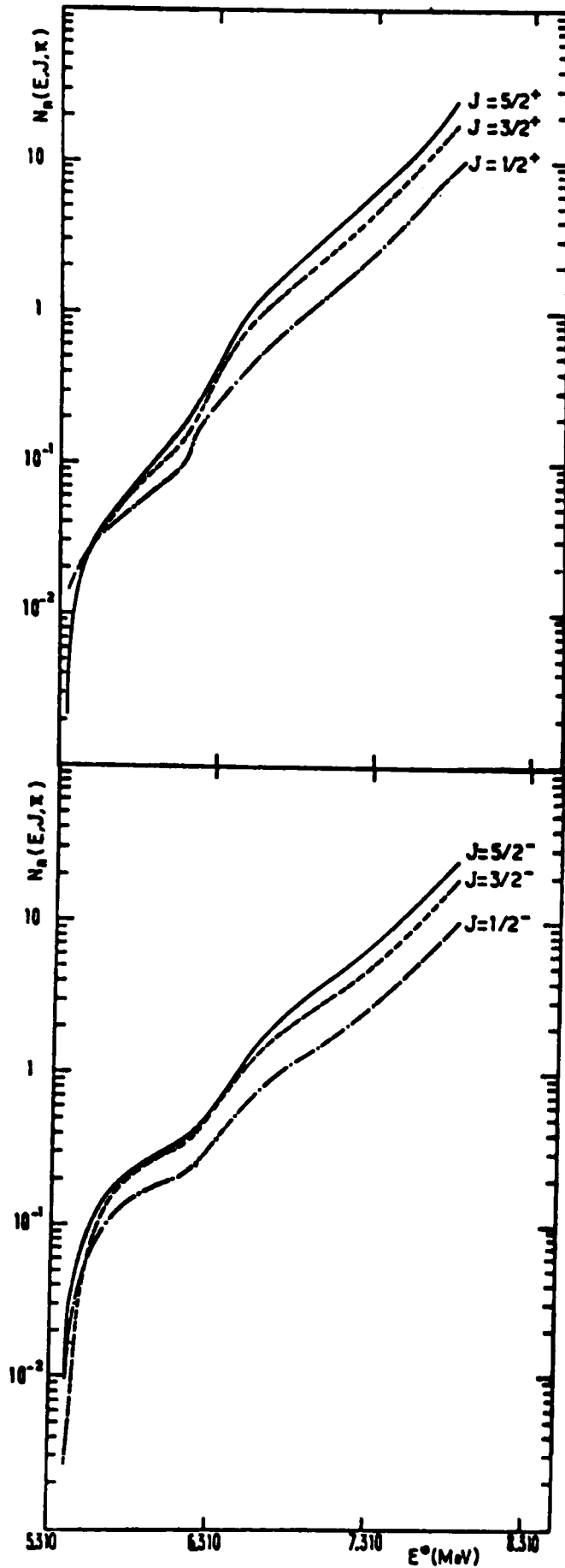


Fig. III. 11 et 12

La variation des nombres effectifs de voies neutron et gamma, N_n et N_γ , pour un noyau composé, $J^\pi = 1/2^+$, en fonction de l'énergie d'excitation est représentée sur la figure (III. 13). Nous remarquons que N_n est nettement supérieur à N_γ dans tout le domaine d'énergies d'excitation qui nous concerne ($E^* = B_n$ à $E^* = B_n + 1$ MeV).

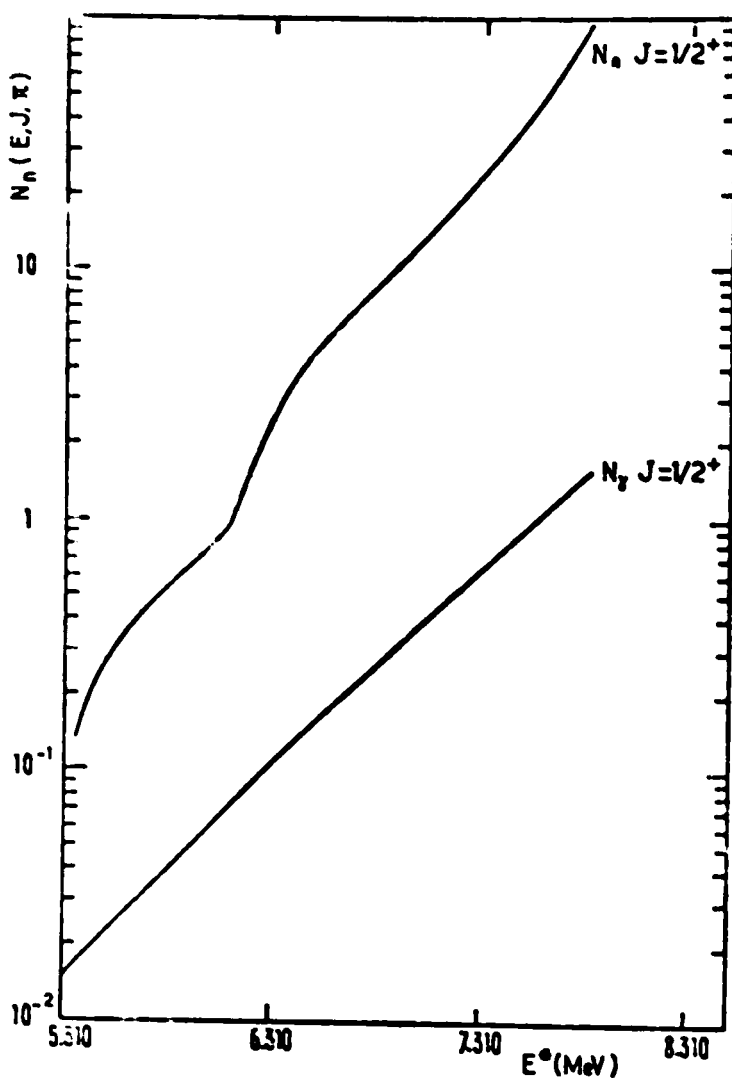


Fig. III. 13

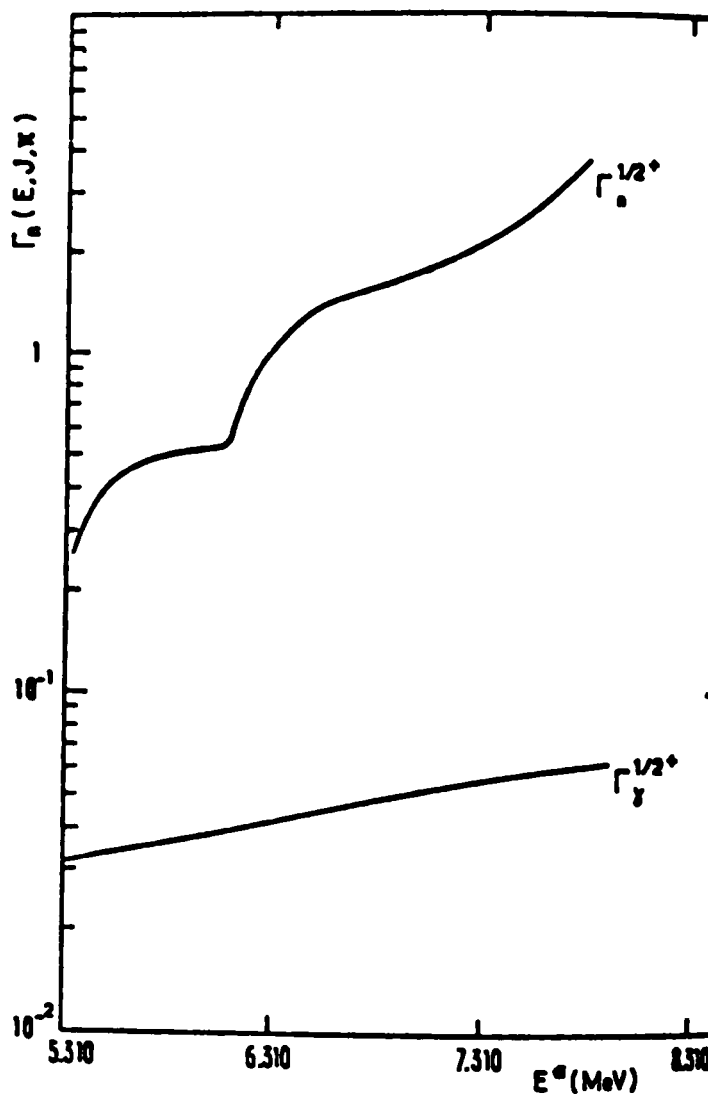


Fig. III. 14

Nous remarquons sur la figure (III. 14) que la variation de $\Gamma_\gamma^{1/2^+}$ est très faible comparativement à la variation de $\Gamma_n^{1/2^+}$.

3/ Désexcitation par fission :

Le nombre effectif de voies de fission est obtenu en sommant les coefficients de transmission associés aux différentes voies de fission \checkmark ;

$$N_f^{J\pi}(E^*) = \frac{1}{\checkmark} T_f^{J\pi}(E^*)$$

Nous devons étudier la déformation du noyau au cours du trajet qu'il prend pour aller du premier puits de potentiel à la vallée de la fission.

Comme nous l'avons déjà vu, la théorie prévoit pour les actinides une surface d'énergie potentielle présentant deux puits. Pour fissionner, les noyaux devront donc franchir une barrière de fission présentant deux maxima séparés par un puits de potentiel intermédiaire. Introduisons tout d'abord la hiérarchie des états dans les deux puits.

a) Définition des états de classe I et des états de classe II

Dans le formalisme introduit par LYNN³¹⁾, nous pouvons écrire l'hamiltonien H du noyau fissionnant en faisant apparaître explicitement le terme correspondant à la déformation du noyau :

$$H = H(\beta) + H_i + H_c$$

où $H(\beta)$ décrit le comportement du noyau dans le degré de liberté β associé à la fission : $H(\beta) = V(\beta) + T(\beta)$

où $T(\beta) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\checkmark^2}{\beta^2}$ représente l'énergie cinétique dans la voie de fission.

Pour une déformation β_0 donnée, H_i décrit le comportement du noyau dans tous les autres degrés de liberté du système, qu'ils soient intrinsèques ou collectifs et H_c décrit le couplage de ces degrés de liberté i avec le degré de liberté β associé à la voie de fission.

Si l'on néglige cette partie résiduelle de l'hamiltonien ($H_c \simeq 0$), nous avons : $H_0 = H_\beta + H_i$ (approximation du couplage faible).

Soient $\checkmark^n(\beta)$ les fonctions propres de $H_\beta(\beta)$ auxquelles sont associées les valeurs propres ξ_β^n :

$$H_\beta(\beta) \checkmark^n(\beta) = \xi_\beta^n \checkmark^n(\beta) .$$

Pour une énergie ξ_{β}^n dans la voie de fission comprise entre la hauteur du second puits E_{II} et la barrière intermédiaire E_A , l'amplitude de la fonction d'onde associée $\Phi^n(\beta)$ est principalement localisée soit dans le premier puits ($\Phi_I^n(\beta)$) soit dans le second puits ($\Phi_{II}^n(\beta)$) comme le montre la figure (III. 15) qui représente les fonctions d'onde $\Phi_c^n(\beta)$.

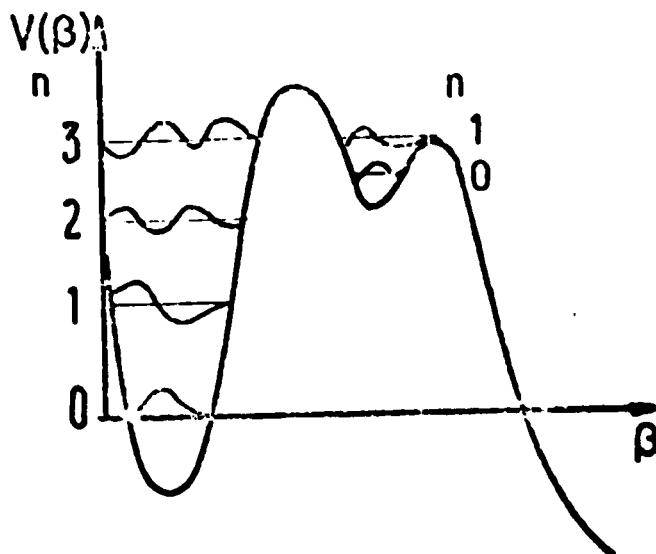


Fig. III. 15

Soient $\chi^{\nu}(i)$ les fonctions propres de $H_i(i)$ auxquelles sont associées les valeurs propres ξ_i^{ν} :

$$H_i(i) \chi^{\nu}(i) = \xi_i^{\nu} \chi^{\nu}(i).$$

Les fonctions d'onde $\Phi_c^n(\beta) \cdot \chi^{\nu}(i)$ décrivent les états stationnaires du système puisque :

$$H_0 \Phi_c^n(\beta) \chi^{\nu}(i) = (\xi_{\beta_c}^n + \xi_i^{\nu}) \Phi_c^n(\beta) \chi^{\nu}(i).$$

Ces états stationnaires ont pour énergie $\xi_{\beta_c}^n + \xi_i^{\nu}$, et ils sont concentrés soit dans le premier puits ($c = 1$), soit dans le second puits ($c = 2$) tant que l'énergie ξ_{β}^n est comprise entre E_{II} et E_A .

Les états stationnaires dont l'énergie "interne" ξ_i^{ν} est très faible ($\xi_i^{\nu} \simeq 0$) vont conserver pratiquement toute leur énergie dans le degré de liberté associé à la fission, sous forme de vibration β (ce sont les états de vibration β).

Ces états vont jouer un rôle très important dans le mécanisme de fission ; en effet, la transmission à travers la barrière de fission dépend très fortement de l'énergie disponible dans la voie de fission, et le noyau composé formé ne pourra guère franchir cette barrière que par l'intermédiaire de ses composants sur ces états de vibration β .

Les fonctions d'onde de l'hamiltonien total, associées aux valeurs propres E_λ peuvent s'écrire sous la forme :

$$\Psi_\lambda = \sum_{n\nu} c_{n\nu}^\lambda \bar{\Phi}_I^n(\beta) \chi^\nu(i)$$

avec $E_\lambda = \epsilon_i^\nu + \epsilon_\beta^n$.

Une classification des états du système est alors possible (Fig. III. 16):

- Les états de classe I sont représentés par les fonctions d'onde :

$$\Psi^I = \sum_{n_I \nu'} c_{n_I} \bar{\Phi}_I^n \chi^{\nu'}$$

Ce sont des états composés qui sont localisés dans le premier puits, $\bar{\Phi}_I^n$ représente le noyau dans son état fondamental.

- Les états de classe II sont représentés par les fonctions d'onde :

$$\Psi^{II} = \sum_{n_{II} \nu'} \bar{\Phi}_{II}^n \chi^{\nu'}$$

Ce sont des états composés localisés dans le second puits, $\bar{\Phi}_{II}^n$ représente un isomère de fission.

b) Hypothèses du damping complet

Nous avons supposé que le noyau composé formé par capture d'un neutron présente une déformation correspondant au premier puits de potentiel.

Nous pouvons donc considérer que nous avons peuplé un état composé de classe I

$$\Psi_I = \sum_{\beta i} c_{\beta i} \bar{\Phi}_I^\beta \chi^i$$

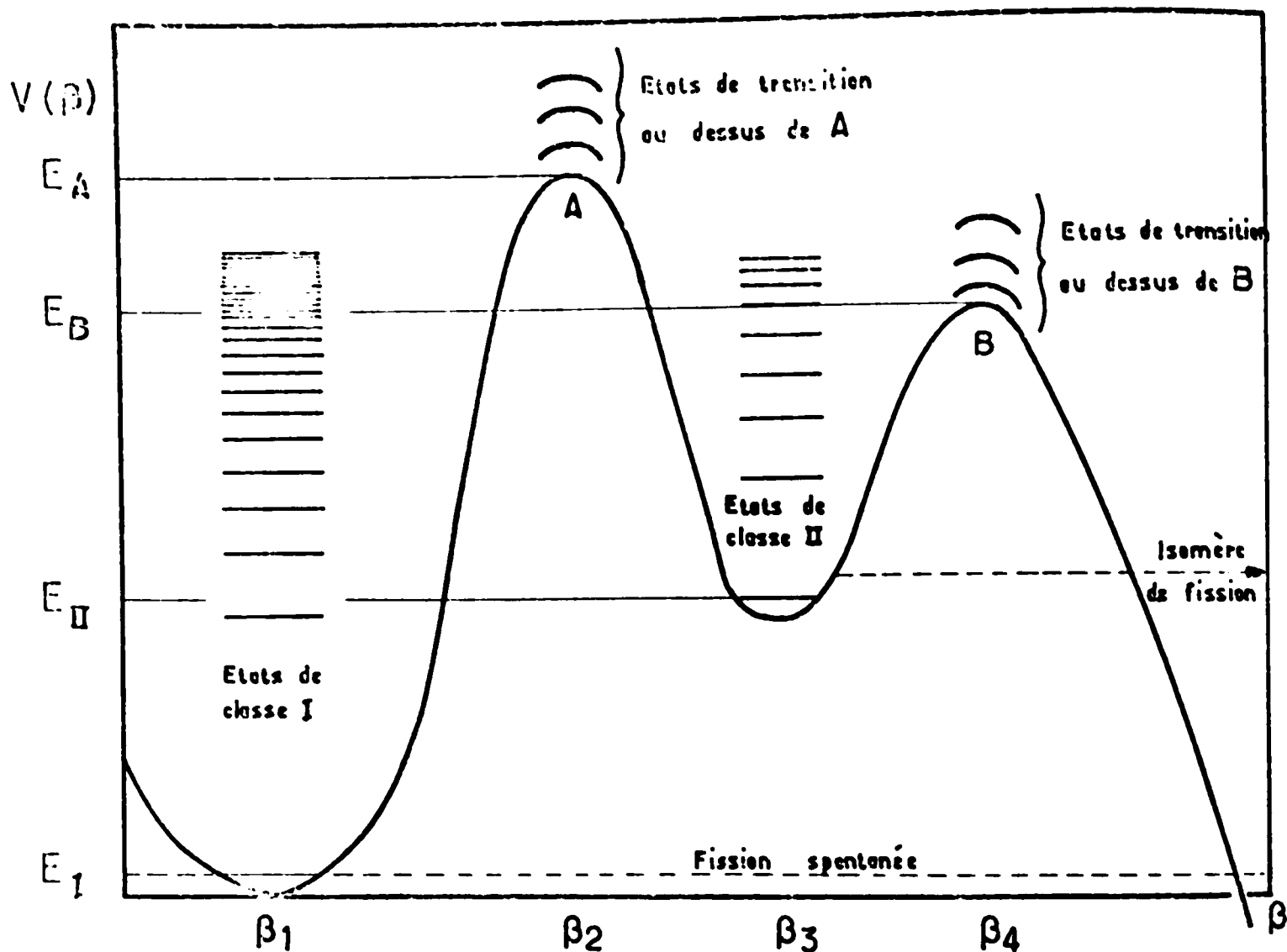


Fig. III. 16 - Forme de la barrière de fission.

Classification des états dans les puits I et II et des états de transition au-dessus des barrières A et B .

Cet état composé peut donc être considéré sous la forme d'une combinaison linéaire d'états de vibration Φ_I^β localisés dans le premier puits et couplés à différents états "intrinsèques" χ^i . A chacun de ces états intrinsèques est associée une voie de fission que l'on caractérise par la projection K du moment angulaire total J sur l'axe de déformation principal du noyau.

Supposons que le noyau ait pu franchir la première barrière avec la structure "intrinsèque" correspondant à la voie de fission K , avant de se désexciter dans le premier puits par émission de neutron ou émission de gamma.

Dès qu'il a franchi la barrière, le noyau va récupérer une partie de son énergie de déformation et nous pouvons envisager deux cas :

1) au cours de la descente dans le second puits, il y a conservation de la structure "intrinsèque" K ; l'énergie d'excitation acquise sera transformée en énergie cinétique d'élongation au cours de la descente et le noyau montera à l'assaut de la seconde barrière par inertie.

Si l'énergie disponible dans la voie de fission est voisine de l'énergie de l'un des états de vibration β du second puits associés à la structure K , le noyau va avoir tendance à osciller dans le second puits.

Au cours de chacune de ces oscillations, le noyau pourra franchir la seconde barrière effective associée à la structure K , auquel cas son élongation continuera à augmenter jusqu'à ce qu'il fissionne.

Le noyau pourra également refranchir la première barrière K , et revenir dans le premier puits où son énergie d'excitation est tellement grande qu'elle ne pourra pas se conserver dans la voie de fission; il y a damping complet (amortissement du mouvement collectif de vibration dans la voie de fission), et le noyau va se retrouver dans l'un des états composés du premier puits dont la fonction d'onde comporte une composante intrinsèque K ; l'énergie d'excitation est de nouveau répartie entre tous les degrés de liberté du noyau.

2) au cours de la descente dans le second puits, ou au cours de ses mouvements d'oscillation dans le second puits, le noyau peut également alimenter

l'un des états composés de classe II qui existent dans le second puits et dont la fonction d'onde est de la forme :

$$\Psi = \sum_{n \beta_I} c_{\beta_{II}} \Phi_{II}^n(\beta) \chi^{\nu}(i).$$

Ce phénomène de damping, qui est dû au couplage du degré de liberté associé à la voie de fission avec les autres degrés de liberté du noyau, sera d'autant plus important que l'énergie d'excitation effective est plus grande et que la densité des états composés accessibles est plus grande.

Les états composés de classe II pourront se désexciter soit en franchissant l'une des premières barrières K pour alimenter un état composé de classe I comme précédemment, soit en franchissant l'une des secondes barrières, ce qui conduira le noyau vers la fission, soit en émettant un rayonnement gamma vers un état de plus basse énergie du second puits.

Lorsque le noyau a franchi l'une des secondes barrières K, il est amené d'une manière irréversible vers la fission puisque son énergie potentielle de déformation diminue constamment quand son élongation augmente.

Dans le domaine d'énergies qui nous concerne, l'énergie d'excitation effective dans le premier puits est suffisamment grande pour que l'on puisse supposer qu'il y a damping complet dans le premier puits. Si nous faisons la même hypothèse pour le second puits, nous pouvons considérer que la fission se produit en deux étapes successives et indépendantes : passage du premier au second puits suivi du passage du second puits à la vallée de fission.

Cette hypothèse permet de traiter séparément la transmission des deux barrières A et B.

Comme nous l'avons remarqué dans l'introduction, nous supposons que les barrières de potentiel ont des formes paraboliques ; la première barrière est donc déterminée par sa hauteur E_A et son rayon de courbure $\hbar \omega_A$.

Pour une déformation du noyau qui correspond au sommet de la barrière, nous pouvons définir des états de transition (Figure III. 17), qui

peuvent être caractérisés par la valeur de leur énergie "intrinsèque" ξ_i^K .

Pour chacun de ces états de transition, la transmission à travers la barrière peut être calculée par la formule de HILL et WHEELER ³²⁾ :

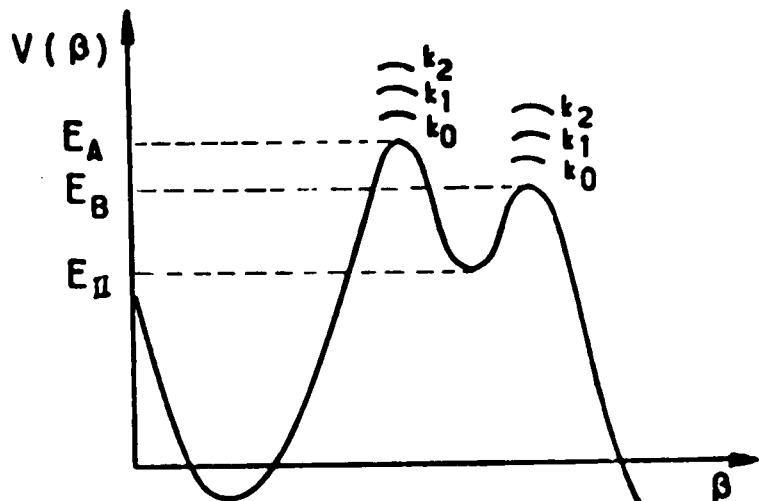


Fig. III. 17

$$T_A^i = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (E_A + \xi_i^K - E^*) \right)}$$

La sommation sur les différents états de transition, nous donne :

$$N_A^{KJ\pi} = \int_0^\infty \rho_A(\xi_i^K, J, \pi) T_A^i d\xi_i + \sum_{E'} T_A^i$$

où ρ_A représente la densité des états de transition au niveau de la première barrière.

De la même manière, nous obtenons pour la deuxième barrière :

$$N_B^{KJ\pi} = \int_0^\infty \rho_B(\xi_i^K, J, \pi) T_B^i d\xi_i + \sum_{E'} T_B^i$$

En tenant compte des possibilités de retour dans le premier puits, qui fait apparaître une série $\frac{1}{1-x}$, la probabilité de fission s'écrit :

$$P_f^{J\pi} = \frac{N_A N_B}{N_A N_B + (N_A + N_B) (N_n^I + N_\gamma^I)}$$

Cette dérivation, proposée par BRITT ³³⁾, conduit à des expressions analogues à celle obtenues par JÄGARE ³⁴⁾ en utilisant un formalisme dépendant du temps.

La figure (III. 18) représente la variation du nombre effectif de voies N_A en fonction de l'énergie, pour différentes courbures ($\hbar\omega_A = 0,8 ; 0,9 ; 0,5 ; 0,4$), et pour un spin et une parité donnés.

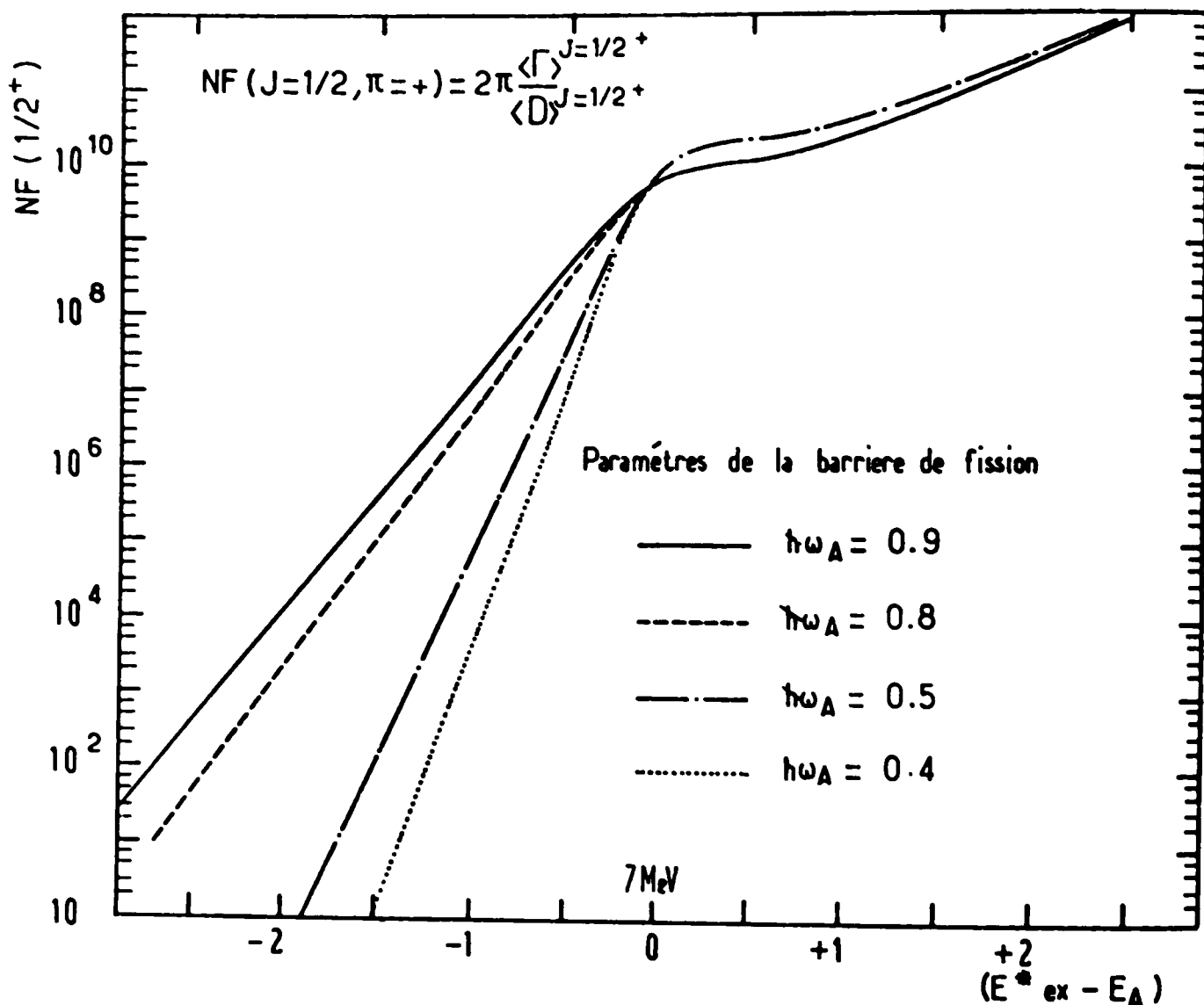


Fig. III. 18 - Variation du nombre effectif de voies de fission pour différentes courbures, pour un spin et une parité donnés.

C) METHODE DE BRITT

Le calcul de la probabilité de fission par la méthode de BRITT suppose qu'il y a damping complet dans les deux puits, pour un noyau composé d'énergie E^* , de spin J et de parité π .

Nous pouvons introduire les nombres effectifs de voies ouvertes suivants : (Figure III. 19)

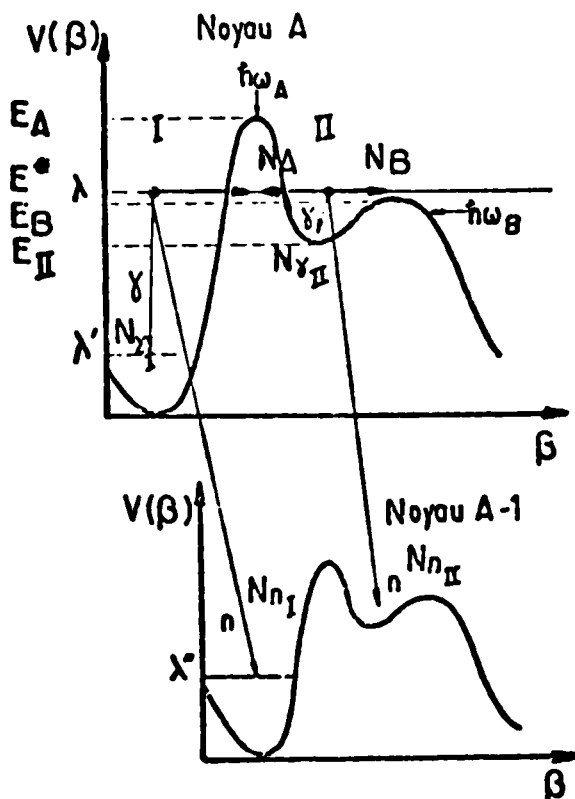


Fig. III. 19

N_A	correspondant au transfert du noyau à travers la 1 ^o barrière
N_B	" " " " 2 ^o "
$N_{I\gamma}^{J\pi}$	" à la désexcitation gamma à partir du 1 ^o puits
$N_{II\gamma}^{J\pi}$	" " " " 2 ^o "
$N_{In}^{J\pi}$	" à la désexcitation par émission neutron à partir du 1 ^o puits
$N_{II n}^{J\pi}$	" " " " 2 ^o "

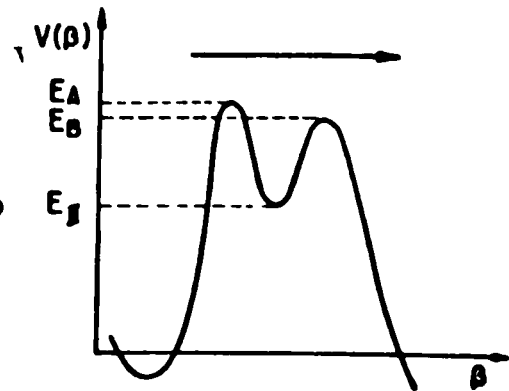
La probabilité de fission peut être alors calculée de la manière suivante :

1) - si le noyau fissionne directement :

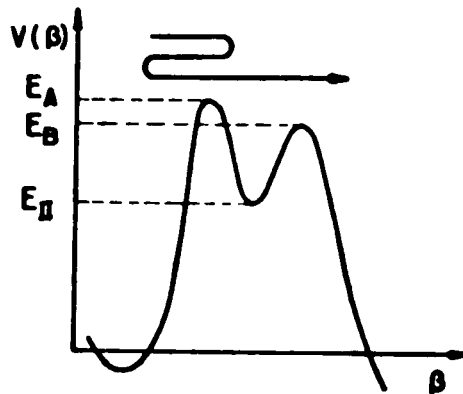
$$P_F^{J\pi} = \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_B}{N_B + N_{\gamma II} + N_{nII} + N_A} = A_0$$

transfert
de I au II

transfert de II
vers la fission



2) - si le noyau fissionne après retour dans le premier puits :



$$P_F^{J\pi} = A_0 + \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_A}{N_A + N_B + N_{nII} + N_{\gamma II}} \cdot \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_B}{N_B + N_{\gamma II} + N_{nII} + N_A} = A_0 + A_1$$

3) - si le noyau fissionne après deux retours dans le premier puits :

$$P_F^{J\pi} = A_0 + A_1 + A_2$$

4) - si le noyau fissionne après n retours dans le premier puits, nous aurons :

$$P_F^{J\pi} = \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_B}{N_B + N_{\gamma II} + N_{nII} + N_A} \left(1 + \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_A}{N_B + N_{nII} + N_{\gamma II} + N_A} + \dots \right)$$

Si nous posons :

$$x = \frac{N_A}{N_A + N_{\gamma I} + N_{nI}} \cdot \frac{N_B}{N_B + N_{\gamma II} + N_{nII} + N_A}$$

nous aurons une série de la forme : $1 + x + x^2 + \dots = \frac{1}{1-x}$

$$P_F^{J\pi} = \frac{N_A N_B}{(N_A + N_{\gamma I} + N_{nI})(N_B + N_{\gamma II} + N_{nII} + N_A)} \left(\frac{1}{1-x} \right)$$

Aux énergies d'excitation qui nous concernent N_{nII} est nul et $N_{\gamma II}$ est très faible par rapport à N_A et N_B ; si nous négligeons ces termes, nous obtenons :

$$P_F^{J\pi} = \frac{N_A N_B}{N_A N_B + (N_A + N_B) (N_{\gamma I} + N_{nI})}$$

D'où la section efficace de fission :

$$\sigma_f(E^*) = \sum_{J,\pi} \sigma_c(E^*, J, \pi) \frac{N_A N_B}{N_A N_B + (N_A + N_B) (N_n + N_\gamma)}$$

D) METHODE DE JÄGARE

La seconde méthode permettant de calculer la probabilité de fission consiste à étudier l'évolution au cours du temps des populations dans le premier et le second puits de la barrière de fission.

Soient \int_1^t et \int_2^t les largeurs totales des états de classe I et de classe II :

$$\begin{aligned} \int_1^t &= \overset{\rightarrow}{\gamma}_1 + \overset{\leftarrow}{\gamma}'_1 & \text{avec } \gamma'_1 &= \gamma_1^n + \gamma_1^r \\ \int_2^t &= \overset{\leftarrow}{\gamma}_2 + \overset{\rightarrow}{\gamma}'_2 & \text{avec } \gamma'_2 &= \gamma_2^{\rightarrow} + \gamma_2^n + \gamma_2^{\leftarrow} \end{aligned}$$

où les indices numériques (1, 2) se rapportent aux niveaux de classe I et de classe II, les indices γ et n correspondent aux largeurs de radiation et d'émission de neutron, et les flèches représentent la traversée d'une barrière dans le sens de la flèche (Figure III. 20)

Les populations $p_1(t)$ et $p_2(t)$ des états composés du premier et du second puits, à l'instant t , vérifient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} p_1(t) &= - \frac{\overset{\rightarrow}{\gamma}_1}{\lambda} p_1(t) + \frac{\overset{\leftarrow}{\gamma}'_2}{\lambda} p_2(t) \\ \frac{\partial}{\partial t} p_2(t) &= \frac{\overset{\rightarrow}{\gamma}_1}{\lambda} p_1(t) - \frac{\overset{\rightarrow}{\gamma}_2}{\lambda} p_2(t) \end{aligned}$$

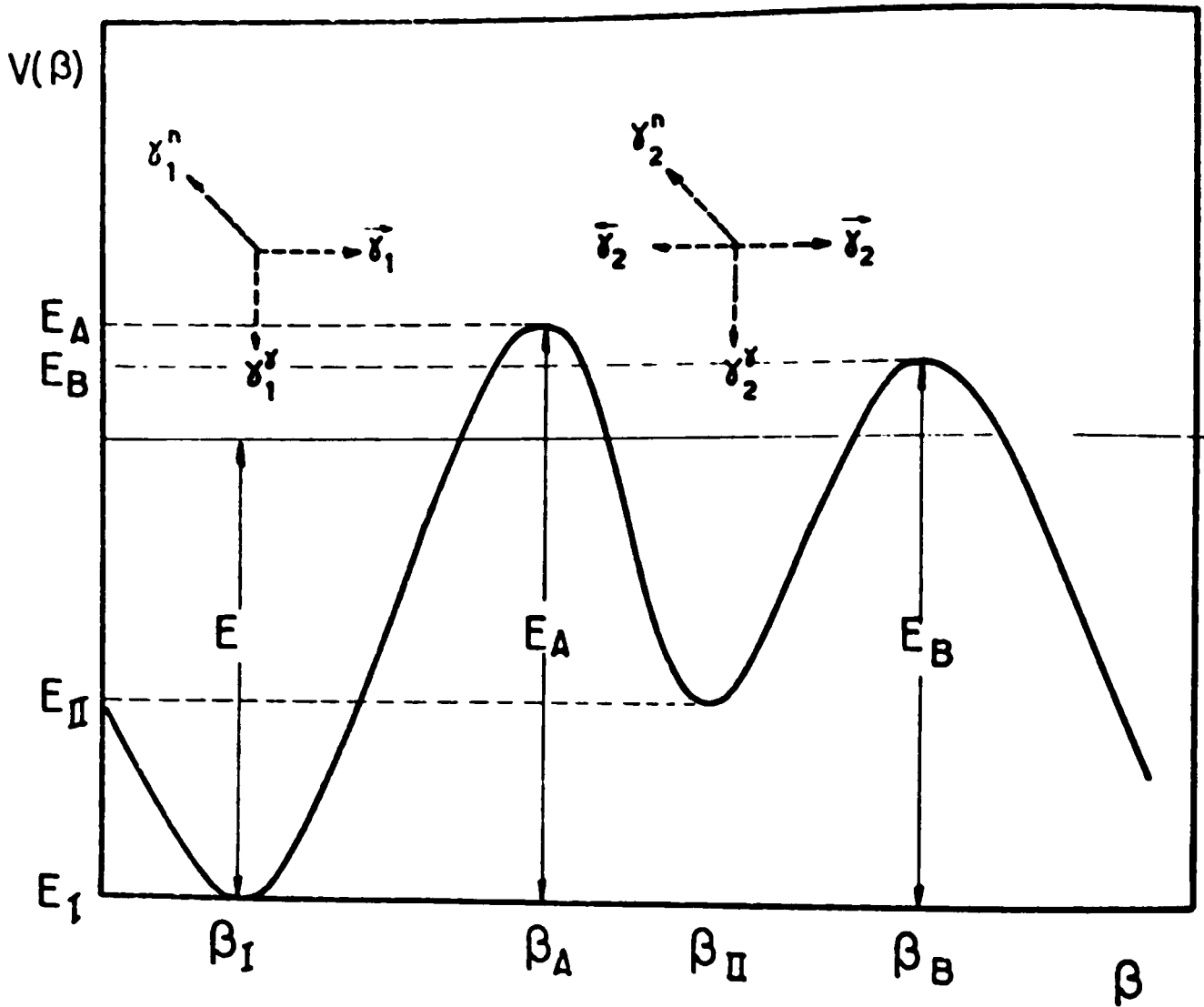


Fig. III. 20 - Paramétrisation de la barrière de fission dans le formalisme développé par Jägare.

à l'instant $t=0$, où le noyau a été formé dans le premier puits, nous avons :

$$p_1(t=0) = \sigma_c$$

$$p_2(t=0) = 0$$

La résolution de ce système avec les conditions initiales nous

donne :

$$p_1(t) = \frac{\sigma_c}{\Delta} \left[(\gamma_2 - \hbar k_<) e^{-k_< t} + (\hbar k_> - \gamma_2) e^{-k_> t} \right]$$

$$p_2(t) = \frac{\sigma_c}{\Delta} \left[e^{-k_< t} - e^{-k_> t} \right] \vec{\gamma}_1$$

$$\text{avec } k_< = \frac{1}{2\hbar} (\gamma_1 + \gamma_2 + \Delta)$$

$$k_> = \frac{1}{2\hbar} (\gamma_1 + \gamma_2 - \Delta)$$

$$\text{avec } \Delta = \sqrt{(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\vec{\gamma}_1 \vec{\gamma}_2}$$

La population des deux puits est donnée par :

$$n(t) = \frac{p_1(t) + p_2(t)}{p_1(0) + p_2(0)} = \frac{1}{\Delta} \left[(\vec{\gamma}_1 + \gamma_2 - \hbar k_<) e^{-k_< t} + \chi e^{-k_> t} \right]$$

$$\text{avec } \chi = \frac{\hbar k_> - (\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_1 + \gamma_2) - \hbar k_<}$$

Soit $\lambda(t)$ la constante de désintégration définie par : $\frac{\partial}{\partial t} n(t) = -\lambda(t) n(t)$
 nous pouvons écrire :

$$\lambda(t) = \frac{k_< + \chi k_> e^{-\frac{\Delta t}{\hbar}}}{1 + \chi e^{-\frac{\Delta t}{\hbar}}}$$

Le nombre de noyaux qui se décomposent entre les instants t et $t+dt$ est égal à $\lambda(t) \cdot n(t) \cdot dt$.

La vie moyenne du noyau composé est alors :

$$\tau_c = \frac{\hbar}{\Gamma} \int_0^{\infty} t \cdot \lambda(t) \cdot n(t) \cdot dt.$$

Les expressions trouvées pour $n(t)$ et $\lambda(t)$ permettent d'obtenir la largeur totale du noyau composé :

$$\sigma = \gamma_1 - \frac{\vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}{\gamma_1 + \gamma_2}$$

La population $p_f(t)$ qui subit la fission entre les instants t et $t+dt$ vérifie l'expression suivante :

$$p_f(t) = \frac{\vec{\gamma}_2}{K} p_2(t)$$

d'où la section efficace de fission :

$$\sigma_f = p_f(t \rightarrow \infty) = \frac{\vec{\gamma}_2}{K} \int_0^{\infty} p_2(t) dt = \sigma_c \frac{\vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}{\gamma_1 \gamma_2 - \vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2} = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma}$$

Connaissant l'expression de Γ , nous en déduisons que Γ_f s'écrit :

$$\Gamma_f = \frac{\vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}{\vec{\gamma}_1 + \vec{\gamma}_2}$$

Si on calcule le rapport $\frac{\Gamma_f}{\Gamma} = \frac{\vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}{\gamma_1 \gamma_2 - \vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}$, on obtient l'expression tenant compte des termes γ_2^n et γ_1^n .

En négligeant les termes γ_2^n et γ_1^n , comme nous l'avons fait dans le paragraphe consacré à la méthode de BRITT, nous obtenons l'expression :

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma} = \frac{\vec{\gamma}_1 \cdot \vec{\gamma}_2}{\gamma_1 \gamma_2 + (\vec{\gamma}_2 + \vec{\gamma}_1) \cdot (\gamma_1^n + \gamma_2^n)}$$

En effectuant une moyenne sur l'énergie, nous pouvons remplacer les largeurs partielles définies précédemment par les nombres effectifs de voies ouvertes :

$$N_i = 2\pi \frac{\langle \Gamma_i \rangle}{\langle D_c \rangle}$$

avec $i = A, B, n$, ou γ
et $c = 1, \text{ ou } 2$ (1er ou second puits)

nous obtenons finalement la même expression que précédemment :

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{N_A N_B}{N_A + N_B}$$

E) AUTRE DERIVATION -

Nous pouvons également obtenir la même relation d'une manière plus simple :

En effet, la probabilité de fission peut s'écrire sous la forme :

$$P_F = \langle \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \rangle \approx \frac{\langle \Gamma_f \rangle / \langle D_{II} \rangle}{\langle \Gamma \rangle / \langle D_{II} \rangle} \approx \frac{\langle \Gamma_f \rangle / \langle D_{II} \rangle}{(\langle \Gamma_f \rangle + \langle \Gamma_B \rangle + \langle \Gamma \rangle) / \langle D_{II} \rangle}$$

$$\text{Or : } \langle \Gamma_f \rangle \approx \langle \Gamma_A \rangle \frac{\langle \Gamma_B \rangle}{\langle \Gamma_A \rangle + \langle \Gamma_B \rangle} \approx \langle \Gamma_A \rangle \cdot \frac{\langle \Gamma_B \rangle / \langle D_{II} \rangle}{\langle \Gamma_A \rangle / \langle D_{II} \rangle + \langle \Gamma_B \rangle / \langle D_{II} \rangle}$$

$$\text{d'où } \langle \Gamma_f \rangle \approx \langle \Gamma_A \rangle \cdot \frac{N_B}{N_A + N_B}$$

$$\frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle D_I \rangle} \approx \frac{\langle \Gamma_A \rangle}{\langle D_I \rangle} \cdot \frac{N_B}{N_A + N_B} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{N_A N_B}{N_A + N_B}$$

Nous pouvons alors écrire :

$$P_F \approx \frac{\langle D_I \rangle N_A N_B / 2\pi (N_A + N_B)}{\langle D_I \rangle \cdot N_A N_B / 2\pi (N_A + N_B) + \langle D_I \rangle \cdot N_B / 2\pi + \langle D_I \rangle \cdot N\gamma / 2\pi}$$

$$P_F = \frac{N_A N_B}{N_A N_B + (N_A + N_B) (N_B + N\gamma)}$$

F) DENSITE DE NIVEAUX -

Le calcul de la probabilité de fission nécessite la connaissance des différents nombres effectifs N_n , N_γ , N_A , N_B correspondant à une sommation sur les états du noyau résiduel (émission de neutron - émission gamma) ou sur les états de transition empruntés au passage de la première barrière et au passage de la seconde barrière.

Le calcul de ces différents termes nécessite la connaissance des densités de niveaux $\rho_N^{J\pi}$ et $\rho_\gamma^{J\pi}(E^*)$ des noyaux ^{234}U et ^{235}U dans le premier puits ainsi que les densités des états de transition $\rho_A^{J\pi}(E^*)$ et $\rho_B^{J\pi}(E^*)$ construits respectivement sur les deux points-selles A et B de la barrière de fission du noyau ^{235}U . (Fig. III. 21).

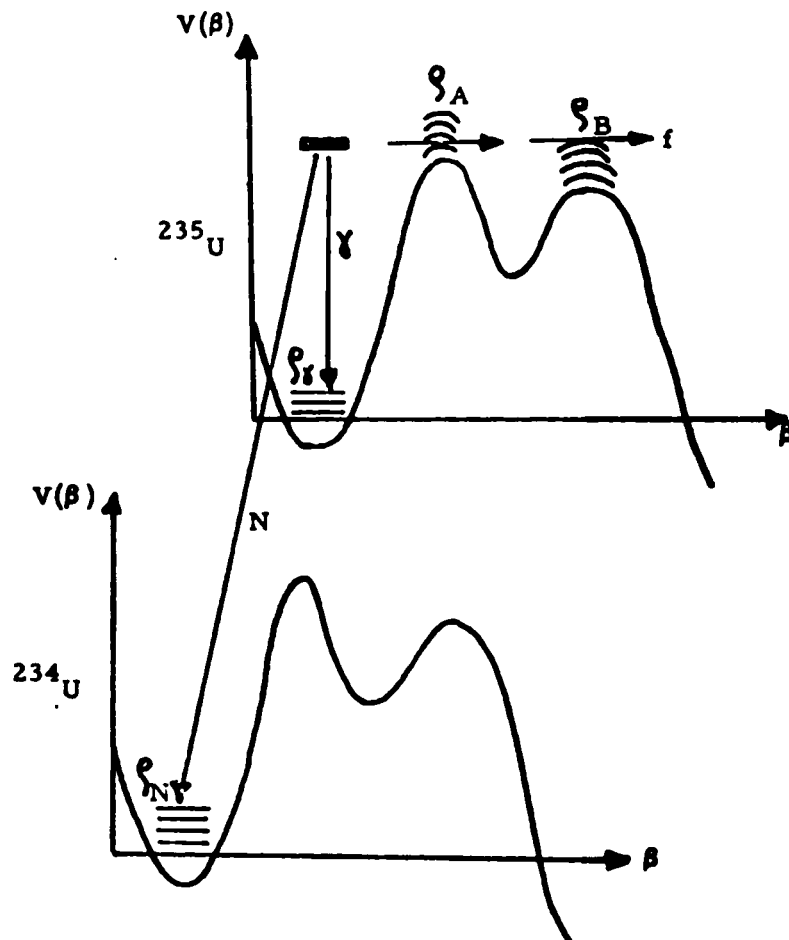


Fig. III. 21

Les densités de niveaux que nous utilisons sont celles générées par H. C. BRITT et J. R. NIX ³⁵⁾, en utilisant la méthode du point-selle, à partir des spectres des états de particules calculés par J. R. NIX ³⁶⁾ pour des déformations appropriées du noyau ^{240}Pu .

La densité d'états pour une projection donnée M du spin J du noyau sur l'axe de quantification s'écrit :

$$\omega(E^*, M) = \omega(E^*) \frac{e^{-M^2/2\sigma^2}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}$$

où $\sigma = 5.45$ représente le paramètre de spin cutoff.

La densité de niveaux s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho(E^*, J) &= \omega(E^*, M=J) - \omega(E^*, M=J+1) \\ &\approx \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \omega(E^*) e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}} \end{aligned}$$

La variation de la densité de niveaux avec le spin J est reportée sur la figure (III. 22) et est de la forme :

$$(2J+1) e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}}$$

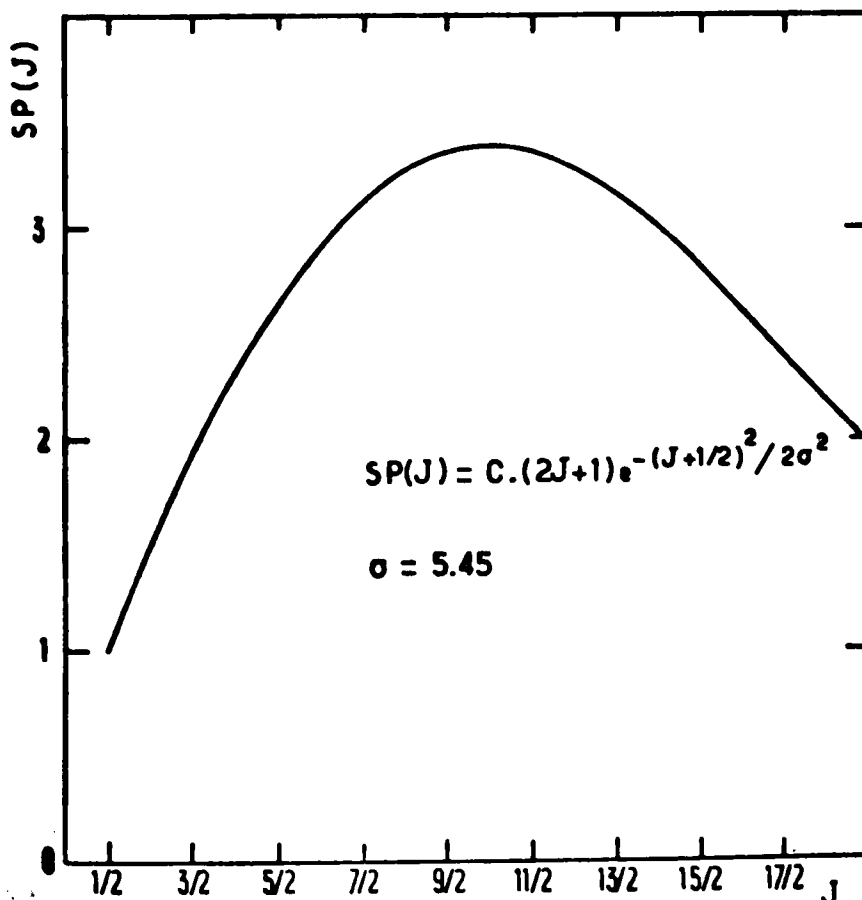


Fig. III. 22

En tenant compte, des énergies d'appariement, qui permettent d'obtenir les densités de niveaux des noyaux impairs-impairs et des noyaux impairs à partir de la densité de niveaux d'un noyau pair-pair, nous obtenons la forme générale suivante :

$$\rho_{\beta}(E^{\star}, J) = C \omega_{\beta} P_u (E^{\star} + \Delta \overset{\circ}{n} + \delta \Delta \overset{\circ}{p}) (2J+1) e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2 \sigma^2}}$$

où les énergies d'appariement $\Delta \overset{\circ}{n}$ et $\Delta \overset{\circ}{p}$ sont données, pour les différentes déformations, dans le tableau (III. 1).

Energies d'appariement					
$\Delta \overset{\circ}{n}$	0.609	0.831	0.648	0.411	0.875
$\Delta \overset{\circ}{p}$	0.626	0.790	0.847	0.742	0.765

Tableau III. 1

La constante C est calculée de manière à rendre compte de la densité de niveaux mesurée dans le premier puits ($J^{\pi} = 1/2 = 77 \times 10^5 \text{ MeV}^{-1}$) à l'énergie de liaison du neutron ($E^{\star} = B_n = 5.310 \text{ MeV}$).

Ces densités de niveaux, qui sont des fonctions continues, sont correctes dès que l'énergie d'excitation effective est supérieure à une certaine valeur de l'ordre de 1 MeV.

Aux énergies d'excitation effectives inférieures à 1 MeV, ces densités de niveaux sous-estiment le nombre de niveaux car elles ne rendent pas compte des niveaux collectifs de basse énergie qui jouent cependant un rôle important à très basse énergie, dans le cas des noyaux pairs-pairs et dans le cas des noyaux de nombre de masse impaire ; il est alors nécessaire de superposer aux densités de niveaux continues des niveaux discrets.

- Pour les noyaux pairs-pairs, les premiers niveaux sont assez bien connus dans le premier puits ³⁷⁾, ils sont groupés en bandes de rotation construites sur les états vibrationnels.
- Dans le cas des noyaux de nombre de masse impaire, les premiers niveaux vont apparaître sous la forme de bandes de rotation construites sur les états de particule du nucléon célibataire.

L'énergie de ces états de particule varie avec la déformation ; les diagrammes de NILSSON permettent de connaître les positions respectives de ces états.

Les densités continues ainsi obtenues sont représentées sur la figure (III. 23) pour les déformations appropriées du noyau.

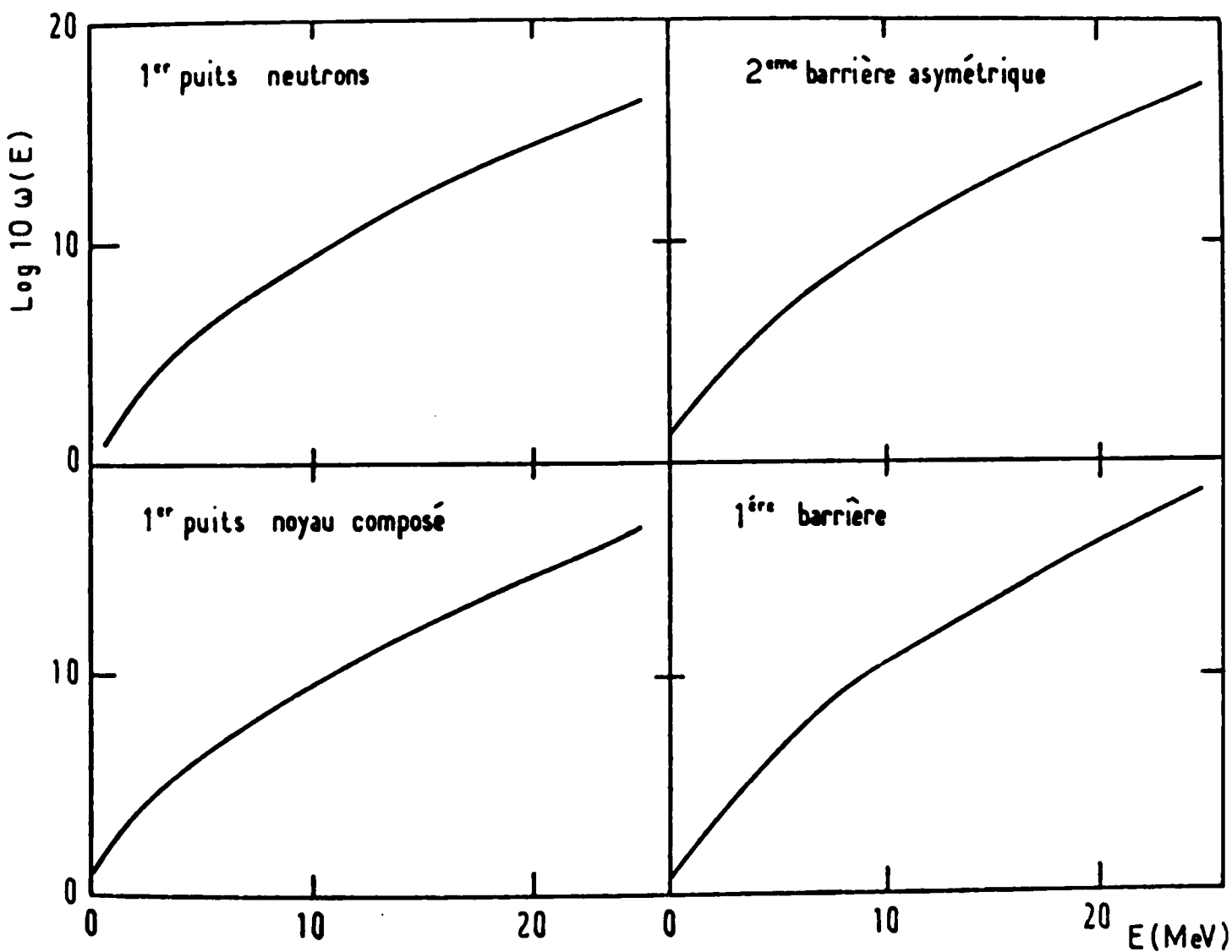


Fig. III. 23

Les états discrets que nous avons introduits aux différentes déformations sont les suivants (Fig. III. 24) :

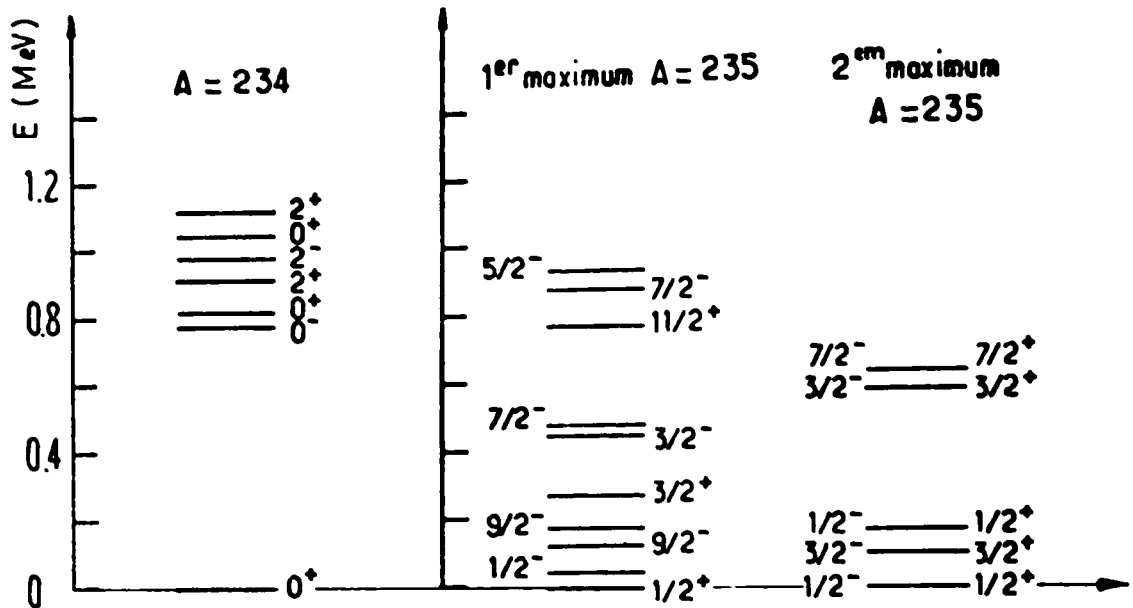


Fig. III. 24 - Spectre des états discrets utilisés pour le calcul des densités ρ_N (du noyau résiduel après émission neutron) , ρ_A et ρ_B .

Sur chaque état est construite une bande de rotation dont les paramètres sont respectivement :

$\hbar^2/2J = 7 \text{ keV}$ pour $A = 234$ (noyau résiduel après émission neutron)

$\hbar^2/2J = 3 \text{ keV}$ pour les points selles A et B (noyau fissionnant $A = 235$).

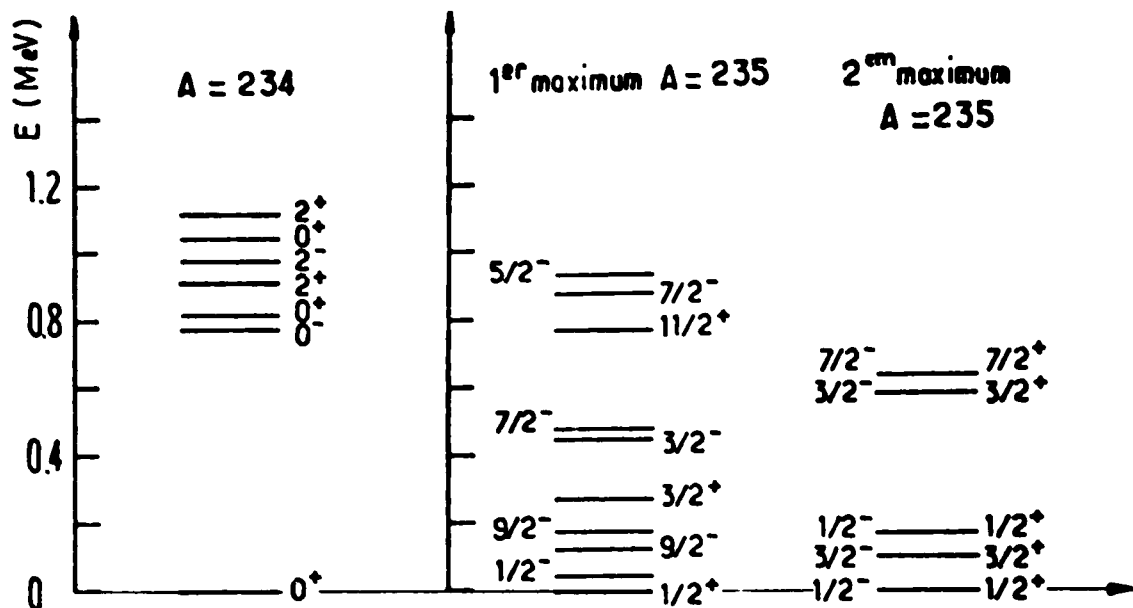


Fig. III. 24 - Spectre des états discrets utilisés pour le calcul des densités

\int_N (du noyau résiduel après émission neutron) , ρ_A et ρ_B .

Sur chaque état est construite une bande de rotation dont les paramètres sont respectivement :

$$h^2/2J = 7 \text{ keV} \quad \text{pour } A = 234 \text{ (noyau résiduel après émission neutron)}$$

$$h^2/2J = 3 \text{ keV} \quad \text{pour les points selles A et B (noyau fissionnant } A = 235).$$

II - ANALYSE DE L'ALLURE GENERALE DE LA FONCTION D'EXCITATION -

Nous avons tenté d'interpréter l'allure générale de la fonction d'excitation de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$, pour obtenir des informations sur la barrière de fission du noyau ^{235}U , en introduisant les hypothèses du damping complet dans le premier et dans le second puits ; ce qui nous a permis d'utiliser l'expression générale :

$$\sigma_f(E) = \sum_{J, \pi} \sigma_c \frac{N_A^{J\pi} N_B^{J\pi}}{N_A^{J\pi} + N_B^{J\pi} + (N_A^{J\pi} + N_B^{J\pi})(N_{n_I}^{J\pi} + N_{f_I}^{J\pi})}$$

Celle-ci dépend seulement de 4 paramètres : les hauteurs E_A et E_B des barrières A et B et leurs courbures $\hbar\omega_A$ et $\hbar\omega_B$.

Pour interpréter notre fonction d'excitation expérimentale, nous avons d'abord fait varier les courbures $\hbar\omega_A$ et $\hbar\omega_B$ des deux barrières par pas de 0,1 MeV autour des valeurs généralement admises, c'est-à-dire 0,8 MeV pour la première barrière et 0,4 MeV pour la seconde.

Pour un couple donné ($\hbar\omega_A$ et $\hbar\omega_B$), nous avons déterminé, à l'aide d'un calcul de χ^2 , les hauteurs des barrières permettant d'obtenir le meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

Les meilleurs résultats ont été obtenus pour une seconde barrière voisine de 6 MeV avec $\hbar\omega_B = 0,5$ MeV ; le calcul propose alors une première barrière, nettement plus basse, dont la hauteur exacte et la courbure sont très mal définis puisqu'ils n'interviennent que très peu dans la forme de la fonction d'excitation calculée.

Ce résultat est en bon accord qualitatif avec les prévisions théoriques, en bon accord avec la systématique faite par BACK³⁸⁾ et ses collaborateurs en ce qui concerne la deuxième barrière ($E_B \simeq 6$ MeV, $\hbar\omega_B \simeq 0,5$ MeV), mais il prévoit une première barrière beaucoup plus basse que celle prévue par cette systématique.

La figure (III. 24) représente une comparaison entre la fonction d'excitation expérimentale et la fonction d'excitation optimum calculée pour différentes valeurs de la courbure $\hbar\omega_B$.

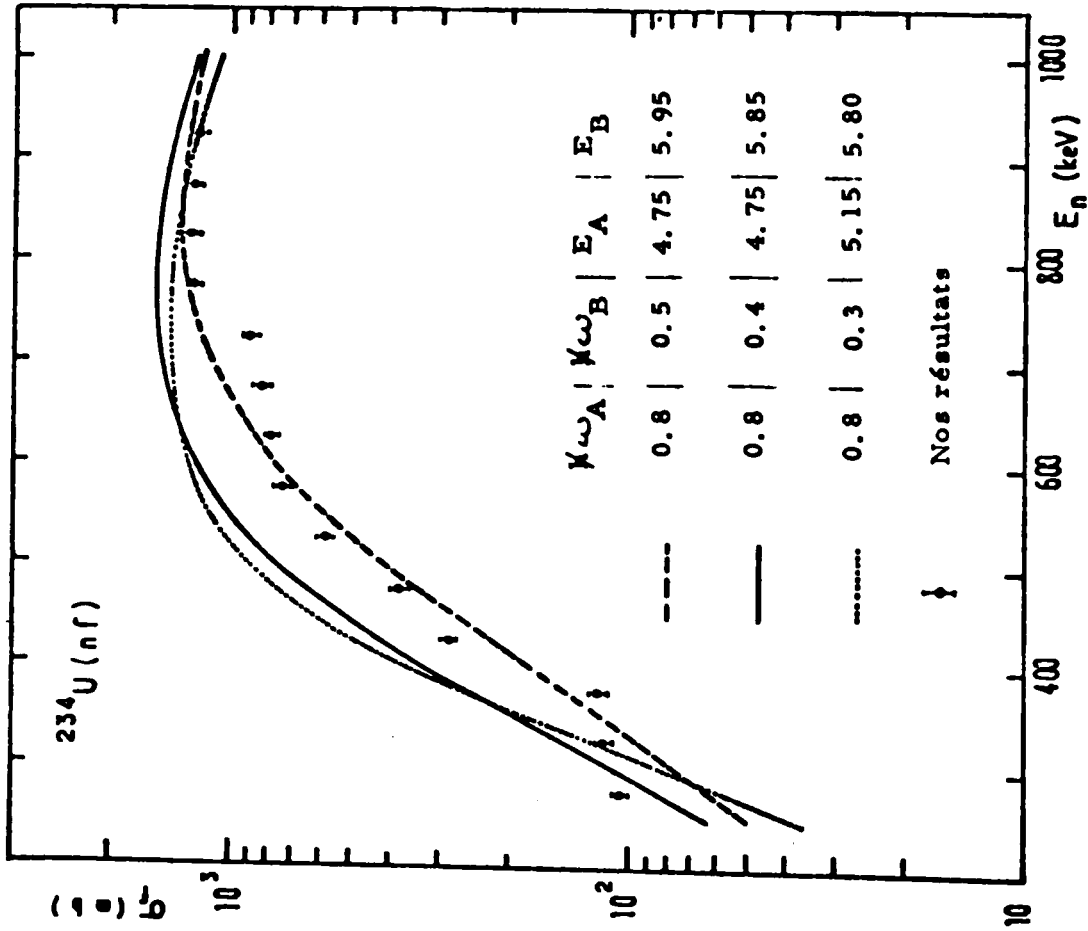


Fig. III.24 - Comparaison entre la fonction d'excitation expérimentale et la fonction d'excitation optimum calculée pour différentes valeurs de la courbure $\chi\omega_B$.

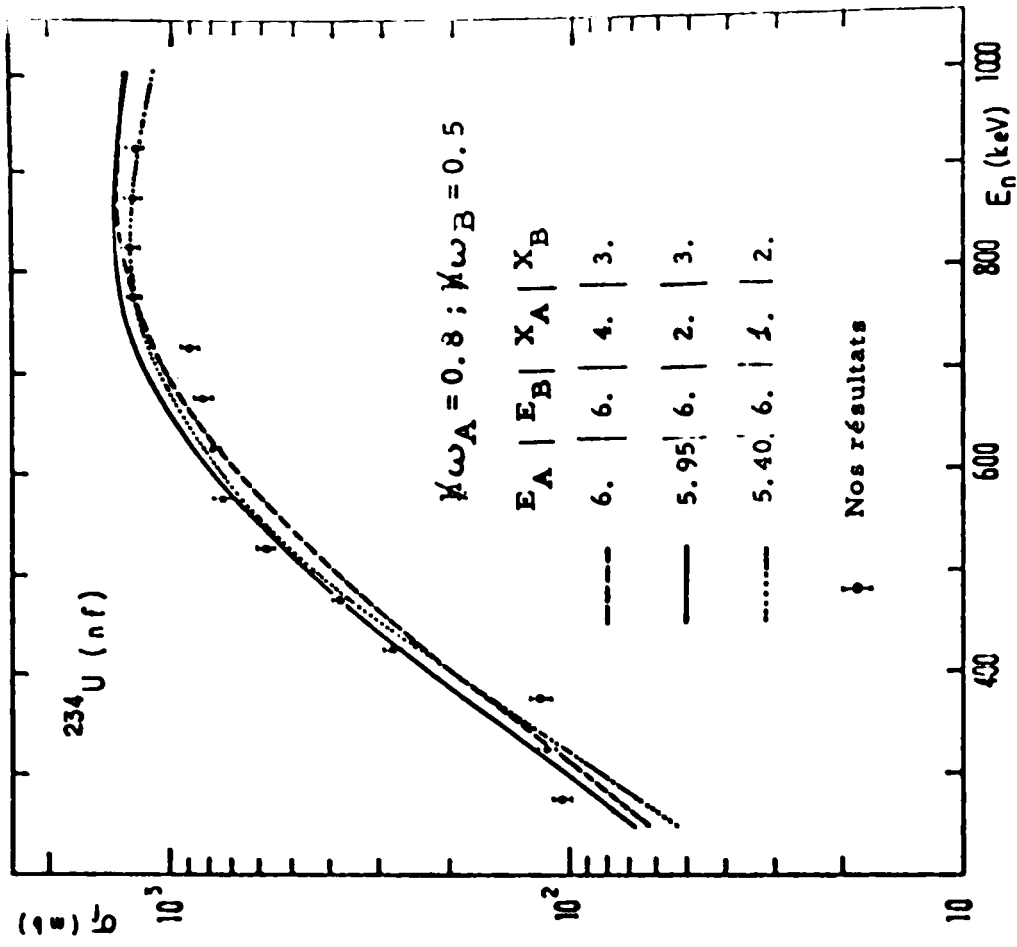


Fig. III.25 - Comparaison entre la fonction d'excitation expérimentale et la fonction d'excitation calculée pour différentes valeurs des paramètres X_A et X_B pour $\chi\omega_A = 0.8$. MeV et $\chi\omega_B = 0.5$ MeV.

Chaque point expérimental représente ici la moyenne de la section efficace mesurée sur un intervalle de 50 keV.

Le fait de trouver une barrière de fission très dissymétrique, avec une première barrière très basse, inférieure à l'énergie de liaison du neutron ($B_n = 5,310$ MeV), ne nous semble pas réaliste ; en effet une telle barrière ne permettrait pas d'interpréter les structures intermédiaires observées par JAMES et SLAUGHTER³⁹⁾ dans le domaine des neutrons de résonances, ni les résonances que nous avons observées à 300 keV, 600 keV et 800 keV.

Nous remarquons également que la fonction d'excitation calculée a tendance à "plonger" à partir de 800 keV ; la voie de fission est donc défavorisée dans la compétition neutron-fission qui domine le mécanisme de désexcitation du noyau-composé à grande énergie. Cette insuffisance pourrait être attribuée soit à une surestimation de la densité de niveaux ρ_N du noyau résiduel obtenu après émission d'un neutron, soit à une sous-estimation de l'une des densités des états de transition ρ_A ou ρ_B du noyau fissionnant. Comme nos densités sont normalisées sur une valeur expérimentale dans le premier puits, nous pensons que notre densité ρ_N est correcte. Nous avons donc attribué cette insuffisance à une sous-estimation des deux densités ρ_A et ρ_B des états de transition construits sur le premier et le second point-selle.

L'effet de couche qui est responsable de l'asymétrie du second point-selle a également pour conséquence un aplanissement de la surface énergie potentielle dans toute cette région ; la déformation qui correspond au second point-selle est donc très mal définie, alors que la densité des états de particule utilisée pour générer ρ_B dépend très fortement de cette déformation, il n'est donc pas impossible que notre densité ρ_B soit incorrecte.

Des effets dynamiques peuvent également expliquer l'inexactitude des densités de niveaux utilisés. En effet, l'inertie du noyau vis à vis des différentes déformations peut faire en sorte que le noyau emprunte, pour joindre la vallée de la fission, une trajectoire différente de la trajectoire la plus favorable au point de vue énergétique ; la barrière de fission dynamique rencontrée par le noyau serait d'ailleurs différente de la barrière statique.

Afin de rendre compte de ces effets, nous avons introduit deux paramètres supplémentaires X_A et X_B par lesquels nous multiplions respective-

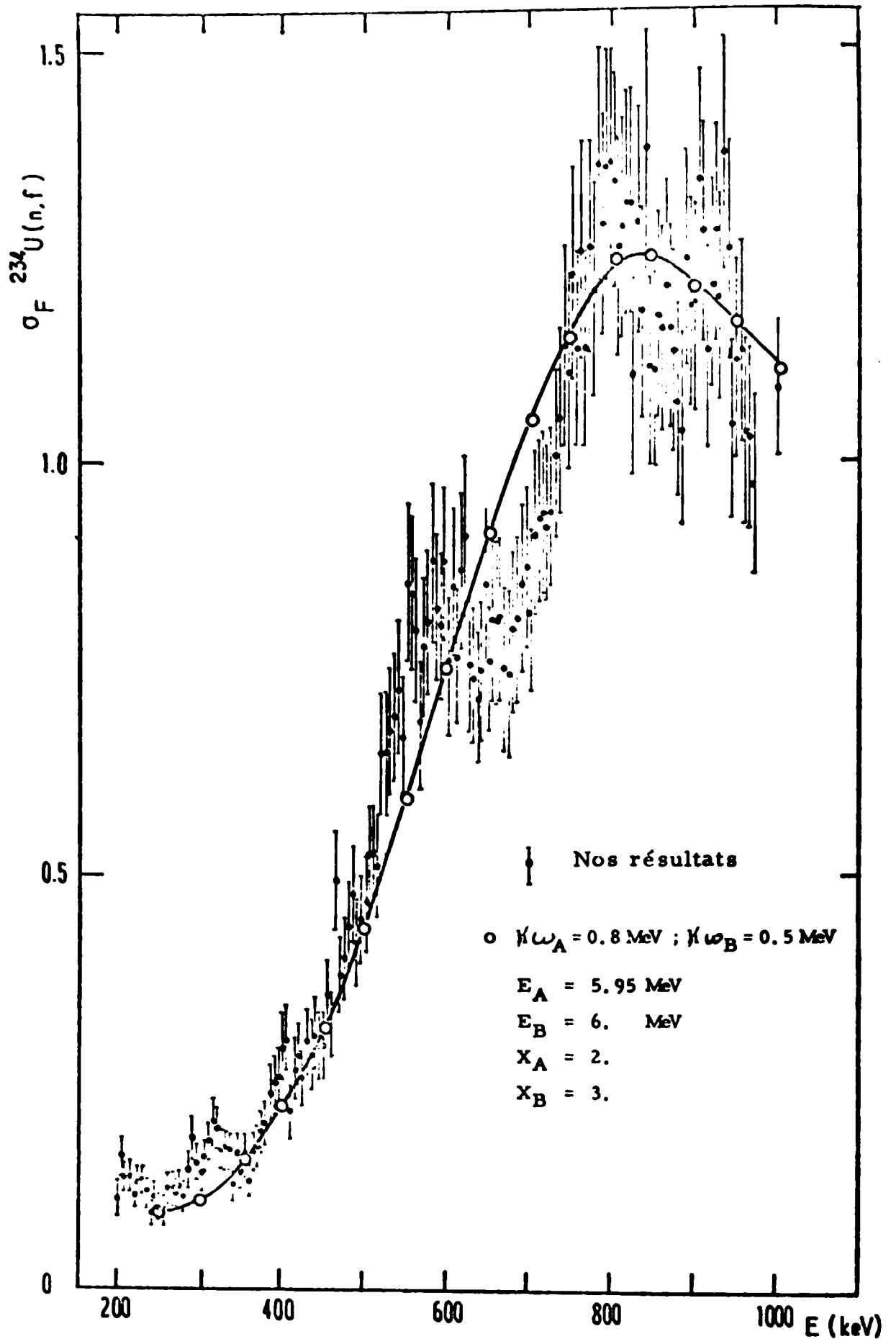


Fig. III,26 - Comparaison entre la fonction d'excitation expérimentale et la section efficace de fission calculée dans le cas où l'on suppose un damping complet.

ment les densités ρ_A et ρ_B au niveau des deux barrières.

Nous avons calculé la fonction d'excitation pour différentes valeurs des paramètres X_A et X_B en fixant $\hbar\omega_A = 0,8$ MeV et $\hbar\omega_B = 0,5$ MeV, et en ajustant les hauteurs des barrières pour obtenir le meilleur accord possible avec les résultats expérimentaux ; les résultats qui sont présentés sur la figure (III. 25) montrent qu'il est possible, dans ces conditions, d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux en considérant deux barrières, ayant seulement la même hauteur , si X_A et X_B sont convenablement choisis.

Notons, en outre, que la hauteur de la seconde barrière reste remarquablement insensible aux valeurs des paramètres X_A et X_B . L'analyse de cette fonction d'excitation permet donc de déterminer la seconde barrière avec une bonne précision sans toutefois qu'il soit possible de déterminer indépendamment la hauteur et la courbure de cette barrière.

6	± 0.05 MeV	pour $\hbar\omega_B = 0.5$ MeV
5.90	± 0.05 MeV	pour $\hbar\omega_B = 0.4$ MeV
5.80	± 0.05 MeV	pour $\hbar\omega_B = 0.3$ MeV.

Par contre, cette analyse ne fournit aucune indication sur la première barrière ; l'existence des structures intermédiaires et des résonances exige toutefois que cette barrière ait sensiblement la même hauteur que la seconde.

Comme l'analyse suppose un damping complet dans les deux puits de potentiel, il est normal que les résonances ne soient pas interprétées.

Figure (III. 26) .

L'interprétation de ces résonances exigerait l'utilisation d'un modèle plus complet levant l'hypothèse du damping complet dans le second puits.

- CONCLUSION -

CONCLUSION

Ce travail s'insère dans le cadre d'une étude plus vaste concernant la fission par neutrons rapides des noyaux ^{234}U , ^{236}U et ^{238}U .

Après avoir mis au point un scintillateur gazeux fonctionnant au Xénon et destiné à la détection des fragments de fission, nous avons mesuré la fonction d'excitation de la réaction $^{234}\text{U}(n, f)$ pour des énergies de neutrons incidents variant de 200 keV à 1 MeV par pas de 5 keV. Cette fonction d'excitation est obtenue en valeurs relatives par comparaison avec la fonction d'excitation de la réaction $^{235}\text{U}(n, f)$ mesurée simultanément, et elle est normalisée sur la valeur moyenne des sections efficaces mesurées à 1 MeV²⁵⁾.

Si l'allure de notre fonction d'excitation est en bon accord avec les résultats antérieurs, la très bonne résolution en énergie que nous avons utilisée dans ce travail ($\Delta E_n < 5$ keV) nous a permis de mettre en évidence une sous-structure sur des résonances larges déjà observées autour de 300 keV, 600 keV et 830 keV. Nous avons également mis en évidence deux résonances étroites au voisinage de 465 keV.

Dans une seconde étape, nous avons tenté d'interpréter l'allure générale de la fonction d'excitation à l'aide d'un modèle statistique permettant de calculer la section efficace de formation du noyau composé et la compétition entre les différents modes de désexcitation possibles.

Le nombre effectif de voies de fission a été calculé en supposant un amortissement complet (damping complet) des mouvements collectifs dans le degré de liberté associé à la fission au niveau des deux puits de potentiel.

L'interprétation de notre fonction d'excitation, nous a permis de définir avec une bonne précision la forme de la seconde barrière de fission (la hauteur de cette barrière varie de 5.80 à 6 MeV, lorsque l'on considère une courbure variant de 0.3 à 0.5 MeV).

La forme et la hauteur de la première barrière sont, par contre, très mal définies (elles dépendent de la précision avec laquelle on peut définir les densités des états de transition au niveau des barrières). Seule l'existence des

structures intermédiaires et des résonances de vibration, nous permet de penser que la première et la seconde barrière ont sensiblement la même hauteur.

Au cours de ce travail, nous n'avons pas interprété les sous-structures observées. Notons toutefois que leur analyse devrait être particulièrement intéressante. En effet, nous pensons qu'elles sont dues au couplage entre des états de vibration du second puits partiellement amortis et les états composés de classe II. Dans ce cas, leur analyse devrait nous permettre de mesurer l'intensité du couplage entre le degré de liberté associé à la fission et les autres degrés de liberté du noyau au niveau du second puits (viscosité nucléaire dans le second puits). Ce genre d'information est extrêmement recherché par les théoriciens travaillant soit dans le domaine de la fission soit dans le domaine des ions lourds. Le programme permettant d'effectuer une telle analyse est actuellement en cours d'élaboration.

Références.

1. O. Hahn et F. Strassmann
Naturwiss 27 (1939), 11 et 89.
2. N. Bohr et J.A. Wheeler
Phys. Rev. 56 (1939) 426.
3. J. Frenkel
Phys. Rev. 55 (1939) 987.
4. W.M. Strutinsky
Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.
5. B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, O. Hansen et B. Leroux
Physics and Chemistry of Fission (1973) Vol. I , p. 3 - Rochester -
6. B.B. Back, O. Hansen, H.C. Britt et J.D. Garrett
Phys. Rev. C 9 (1974) 1924.
7. E.K. Hyde
Nuclear properties of the Heavy Elements, Vol. III (1964)
8. J.S. Fraser and J.C.D. Milton
Annual Review of Nuclear Science 16 (1966) 379.
9. A. Michaudon
Advances in Nuclear Physics 6, Plenum Press (1973).
10. R. Vandenbosch et J.R. Huizenga
Nuclear Fission , Academic Press , N. Y. 1973.
11. C.F. Weiszäcker
Z. Physik 96 (1935) 431.
M.A. Bethe et R.F. Bacher
Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 165.
12. W.D. Myers and W.J. Swiatecki
Nuclear Physics 81 (1966) 1.
13. S. Cohen and W.J. Swiatecki
Ann. Phys. (N. Y.) 19 (1962) 67.
Ann. Phys. (N. Y.) 22 (1963) 406.
14. J.R. Nix - Thesis - University of California, Berkeley (1967).
15. H. Flocard, P. Quentin, D. Vautherin et A.K. Kermann
Proc. Physics and Chemistry of Fission - Rochester 1973.
16. R. Balian et C. Bloch
Ann. Phys. 60 (1970) 401
Ann. Phys. 63 (1971) 592
Ann. Phys. 64 (1971) 271
Ann. Phys. 69 (1972) 76.

17. H. J. Specht, E. Koneckny, F. Heunemann et J. Weber
Proc. of the European Conf. on Nucl. Phys.
Aix-en-Provence - Juin 1972 - Vol. II, p. 8
18. Groupe Saclay : A. Fubini, J. Blons, A. Michaudon and D. Paya
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1373
19. H. C. Britt, M. M. Bosterli, J. R. Nix and J. L. Norton
Phys. Rev. 7, N° 2, (1973) 801.
20. P. A. Russo, J. Pedersen, and R. Vandenbosch
Proc. Physics and Chemistry of Fission p. 271 - Rochester 1973 -
21. D. M. Van Patter et W. Whaling
Rev. Modern. Phys. 29 (1957) 757.
22. L. Kjøch - Rapport C. E. A. n° 1532.
23. P. H. White, J. G. Hotgkinson and G. J. Wall
Proc. Physics and Chemistry of Fission, Salzburg (1965) 219. (IAEA)
24. R. W. Lamphere
Nucl. Phys. 38 (1962) 561.
25. W. G. Davey
Nucl. Sci. and Eng. 32 (1968) 35.
26. R. W. Lamphere
Proc. Physics and Chemistry of Fission (IAEA), Salzburg (1965) 63.
27. A. N. Behkami, J. H. Roberts, W. Loveland and J. R. Huizenga
Phys. Rev. 171, N° 4, (1968) 1267.
28. H. Rossler, F. Plasil et H. W. Schmitt
Phys. Lett. 38 B (1972) 501.
29. E. H. Auerbach et F. G. J. Perey
BNL. 765 (1962) T 286.
30. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf
"Theoretical Nuclear Physics" p. 386.
31. J. E. Lynn
Proc. the second AIEA Simp. on Physics and Chemistry of Fission
Vienna (1969) p. 249.
32. D. L. Hill and J. A. Wheeler
Phys. Rev. 89 (1953) 1102.

33. H. C. Britt, S. C. Barnett, B. M. Erkkila, J. E. Lynn and W. E. Stein
Phys. Rev. C4 (1971) 1444
34. S. Jagäre
Nucl. Phys. A 137 (1969) 241.
35. H. C. Britt et J. R. Nix
Phys. Rev. C7 (1973) 801.
36. J. R. Nix et H. C. Britt - Communication privée.
37. Nuclear Data Sheet
Vol. 4 , N°6, (1970).
38. B. B. Back, H. C. Britt, O. Hansen, B. Leroux and J. D. Garrett
Phys. Rev. C10 (1974) 1948.
39. G. D. James et G. G. Slaughter
Nucl. Phys. A 139 (1969) 471.

Vu et approuvé

Talence, le

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président